中纬度气旋云和降水的中微尺度组织结构

（译文集）

内蒙古自治区气象局科技情报中心

一九八五年五月

前　言

温带气旋，是在天气预报业务中经常使用的概念。由于这个概念的提出建立在牢固的观测事实基础上，由于它能够从宏观上十分简洁而又相当准确地把握复杂的天气现象，把它们统一到一个系统的层次之中，所以广大气象人员也都乐于接受和使用。

但是，随着时间的推移，人们在实践中发现，它还有不尽完善的地方。从六十年代开始，许多国家都注意到中尺度天气问题，譬如：冷锋过境之前有时也有转风或阵雨现象，暖锋上也可以出现不稳定天气，锋面雨带并不是均匀的……等等。生产的发展，人们需要考虑的问题，已经从大的天气尺度的年代，进入深入探索更加微细结构的今天。这个工作由美国的华盛顿大学云物理组，比较系统地开展起来了。

1973年，华盛顿云物理学组，在沿太平洋的美国西海岸，对温带气旋的云雨系结构，开始了系统的探测，称为温带气旋雨系计划。十多年来，在周密布局网点上和多种先进仪器的综合探测，取得了不少重要结果，归纳出锋面气旋的六种雨带，即暖锋雨带、暖区雨带、冷锋雨带、锢囚锋前的冷波雨带、锋后雨带、类波状雨带，以及它们的动力特征和微观结构。这些都大大丰富了温带气旋原有概念，并且，这些认识在降水的短时预报方面，在需要了解云动力学性质的航空活动方面，都正在得到愈加广泛的应用。

上面的成果，从1980年到1983年，先后在《美国大气科学》杂志上连续发表，这引起了我们不少同行的颇大兴趣。为愿同更多的同行分享雅兴，也为更多的同行共同来关心天气学一些经典概念的发展问题，经商量决定邀请和组织有关同志，对此已发表的十一篇材料全部译出，并汇集成册出版。

参加翻译工作的有（按译文在册子中排列的先后）陆煜钧、夏彭年、李军、刘晓峰、解永红、王鹏云、段莉、彭安仁、刘国庆等同志。汪厚基同志负责总校阅，游来光同志校阅了前三篇材料；第十一篇材料是由夏彭年、王长根二同志校阅的。王鹏云同志1982年在美国华盛顿大学学习期间，参加了温带气旋研究计划的工作，在这次编译工作中又给我们以大力支持和指导，我们表示感谢。朱秀岩、孙培基、吴腾霄、张丽英等同志也参加了整编工作。由于我们业务和文字水平有限，谬误之处在所难免，欢迎广大读者批评指正。

内蒙古自治区气象局科教处

内蒙古自治区气象局科技情报中心

目 录

Ⅰ 冷锋个例研究……………………………………………………………………（1）

Ⅱ 暖锋云……………………………………………………………………………（27）

Ⅲ 暖锋雨带中空气的运动和降水增长………………………………………………（42）

Ⅳ 锋前波动云和冷锋云的垂直空气运动及微物理结构……………………………（52）

Ⅴ 窄冷锋雨带的次级结构……………………………………………………………（66）

Ⅵ 冷锋区附近的波状雨带……………………………………………………………（83）

Ⅶ 雨带的形成发展相互影响和消散…………………………………………………（101）

Ⅷ 暖锋雨带的“播撒—馈增”过程模式……………………………………………（122）

Ⅸ 地形对雨带的某些效应……………………………………………………………（149）

Ⅹ 锢囚锋附近的波状雨带……………………………………………………………（172）

Ⅺ 雨带观测和理论方面的比较………………………………………………………（186）

Ⅰ 冷锋个例研究

PETER V·HOBBS, THOMAS J·MATEJKA, PAUL H·HERZEGH,
JOHN D·LOCATELLI, ROBERT A·HOUZE, JR·

摘　要

本文介绍了降水的中尺度组织、云的结构、与中尺度雨带有关的气流以及与冷锋有关的雨带的降水效率和产生降水的机制的详细情况。观测结果是通过定量雷达反射率与多普勒雷达、两个装备了仪器的飞机、连续的无线电探空测风仪以及一个地面台站网得到的。

最强降水区分别在锋前暖区空气中的一个混合中尺度雨带和地面冷锋上的一个窄带降水及4个宽冷锋雨带上。其中，宽冷锋雨带和小的中尺度降水区在3—6km之间以风速移动。由边界层强烈辐合和对流产生的窄雨带以地面冷锋的速度移动。上升气流和下沉气流的同时出现可能会使冷锋上的强降水分成具有相同方向的小的中尺度椭圆形区域。

暖区和窄冷锋雨带的降水效率分别约为40—50%与30—50%。宽冷锋雨带之一至少具有80%的降水效率，这个雨带的主要上升气流中冰晶的产量比较稳定；而另一个宽冷锋雨带具有大约20%的降水效率，在该雨带中，一些降水在到达地面前就蒸发了。

来自向上的浅对流胞的冰晶对于宽冷锋雨带和暖区雨带一些区域内降水的产生起着重要的作用。当这些“播撒”冰晶下落通过低层的“馈赠带”时就会通过聚合和水汽的凝华生长。宽冷锋雨带中到达地面的降水量大约有20%来源于高层“播撒带”，而另外80%来源于“馈赠带”。

一、引言

近年来，已越来越意识到，要在了解降水过程和改进降水预报方面取得重大进展，就必须对中尺度现象以及它们与较大尺度（即天气尺度）和较小尺度（即对流和微物理尺度）之间的相互作用有深入的了解。温带气旋是温带地区主要的天气和降水系统，其有组织的空气运动、云和降水分布在各种气象尺度都有其特色。

有人（例如 Nagle 和 Serebreny, 1962; Kreitzberg, 1964; Elliott 和 Hovind, 1964; Browning 和 Harrold, 1969; Austin 和 Houze, 1972）研究了温带气旋的天气尺度和次天气尺度的结构，但是，直到1973年以前，还没有人对这类天气系统中与大尺度过程一起形成云和降水的中尺度和微尺度现象做过系统的研究。1973年起，华盛顿大学（UW）的云物理小组才开始这一类的研究，并命名为“气旋计划”（CYCLES PROJECT）。

Hobbs（1975）、Houze 等（1976 a、b）、Hobbs 和 Locatelli（1978）、Hobbs（1978）和 Matejka 等（1979）已经介绍了早期的“气旋计划”中对东移过华盛顿州西部的气旋风暴的观测、分析结果。本文则是根据后来对那些在华盛顿州登陆之前，尚位于太平洋上的气旋

观测所得资料对冷锋个例进行了详细分析，得出在冷锋前后有三类中尺度雨带，并介绍了这几类雨带水平和垂直的结构和次结构，而且把雨带的运动以及其次结构单元的运动与较大尺度的风场联系起来。根据多普勒雷达观测及飞机观测资料算出雨带中的垂直气流，并由之得出雨带中的中尺度流场。研究了雨带中降水增长的性质，并算出它的降水效率。

二、"气旋计划"所用设备及作业方式（略）

三、冷锋的中尺度和微物理结构

这一节详细介绍根据观测结果的分析得到的冷锋上云与降水的中尺度和微物理过程，首先描述了大尺度天气形势以及一系列探空观测到的冷锋结构，然后用雷达资料分析降水的大的中尺度和小的中尺度结构，根据多普勒雷达观测结果计算冷锋上中尺度雨带中空气的运动，由空气运动所得出之凝结率与地面雨强之比即为雨带之降水效率，最后，定量地估计了气旋云系不同部位降水的生长机制。

1、天气形势

1976年11月17日，向东南东方向移行的冷锋移过"气旋计划"观测网，气旋中心位于西雅图北面1200公里处(图1—1)。0730 PST（PST：太平洋标准时间，以下同），地面锋线经过华盛顿州海岸的布朗港，锋面过境时有风向改变，在CP——3雷达0°仰角时的彩色显示多普勒速度场的PPI（平显）图象上有明显的不连续线，根据这种不连续线可以确定地面锋线的走向并跟踪它的移动。在所研究的大部份时间里，冷锋是垂直于雷达的114°方位线的，移速是13米/秒，到了研究后期，冷锋越趋向于西南——东北向，移速也变慢了。

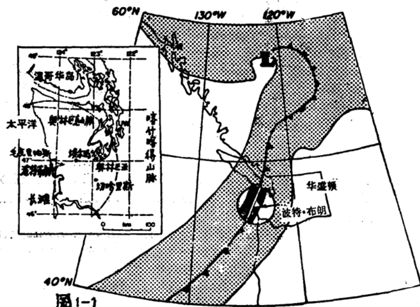


图1—1　1976年11月17日0715　PST　地面冷锋位置，"气旋计划"观测区域中冷锋云场（黑点区）和雨带（涂黑区）。围绕布朗港的圆圈是CP——3雷达的作用范围。左边插图是放大了的华盛顿州的西部，其中的黑点表示设有高分辨率雨量器的站，点线所围是CP——3雷达的作用范围。L表示低压中心。

根据从布朗港施放的一系列探空所得的结果，可以得到冷锋系统附近温度、风、相对湿度的时间—高度剖面，如图1—2，这是一个很典型的冷锋剖面，冷锋追近时，气温总的没有什么变化，但是一到冷锋后面，气温很快就降低了，冷锋前70公里之内，低层是强劲的西南风，在0.8公里的高度出现了25米/秒以上的极大风速，这种低空急流类似于Browning 和Pardoe（1973）介绍过的气旋风暴中的低空急流，他们发现这种急流是供给锋面及锋前降水区域水汽的重要渠道。急流中心及其以上高度的风有一个垂直于锋面的分量，其值等于或大于冷锋移速，低于0.8公里高度的边界层内，风速变小，并且风向随高度顺转，以至于气流几乎平行于冷锋，并被锋面超过，在冷锋的后面，随高度的升高，风向逆转，表示有冷平流；冷锋附近，相对湿度最大，在暖气团和冷气团的中层对流层高度则是十分干燥的区域。

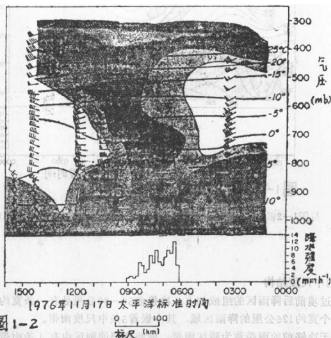


图1—2 1976年11月17日从布朗港施放的一系列探空观测得到的气温、风和相对湿度的时间——高度剖面。气温用等值线表示，风用箭头表示（常规气象符号），相对湿度（RH）用涂阴影表示：淡影RH<30%，灰黑影30≤RH≤70%，浓黑RH>70%，图的下部表示布朗港的雨强。

图1—3是湿球位温（θ_w）的时间——高度剖面，冷锋后面θ_w等值线密集，说明锋后很快转为干冷气团，图上的阴影区是θ_w随高度减小的区域，也就是具有位势不稳定的区域，紧挨着冷锋的前部和冷锋后部的低层都有这种位势不稳定区域，在降水区前部暖气团的低层—中层对流层，有一层位势不稳定区域，这正是付热带气团的特征。

分析了雷达反射率及雨量站资料，可以分辨出几种尺度的降水结构，在小雨区域中嵌着几条雨强较大的中尺度雨带。这个例子中，在整个出现降水的期间降雨是连续的，这一点与

过去发表过的"气旋计划"的个例研究不同，过去碰到的例子中，中尺度雨带之间有时没有降雨，或者雨非常小。

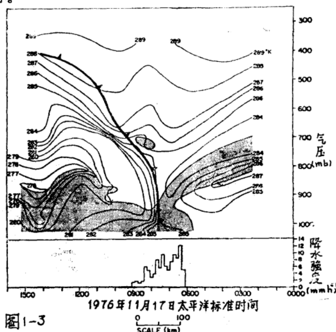


图1—3　与图1—2相仿，只是这里是湿球位温剖面图，阴影区表示位势不稳定区。

2、降雨的中尺度结构

冷锋系统过境前后降雨区的组成如下：冷锋前50—80公里处有一条宽约50公里的雨带，横跨冷锋有一个宽约125公里的降雨区域，其中嵌着5条中尺度雨带。

我们把位于冷锋前的雨带称为暖区雨带，横跨冷锋的雨区中有 4 条雨带宽度各有几十公里，名之为宽冷锋雨带，另一条雨带正好位于地面锋线上，并与锋线一起移动，只有 4 公里宽，命名为窄冷锋雨带。

图1—4是与暖区雨带和 4 条宽冷锋雨带相对应的CP——3雷达反射率合成图象，图1—5表示雨带降雨在6个高分辨率雨量器记录上的反映。雨带一般是在大尺度背景雨量上叠加的大雨量区，用雷达辨认，跟踪它们比雨量器容易。从图可见，每一条雨带都可从雷达显示及雨量器记录上辨认出来，暖区雨带在移入内陆之前，主要是由两条付雨带组成的，这从图1—4（b）及图1—5上有几个不同雨量强度值可以看出来，我们把暖区雨带前缘的付雨带称为付雨带（a），在它后面的就叫付雨带（b）　（每条付雨带都可以看作一条独立的暖区雨带）。

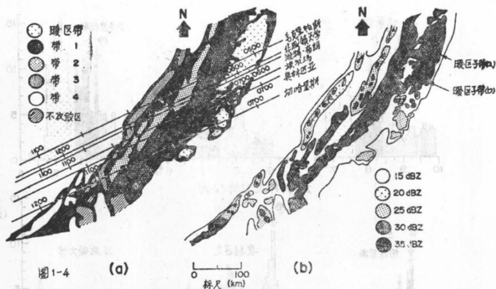


图1—4（a） 1976年11月17日，暖区雨带和4条宽冷锋雨带（标号1—4）移过西部华盛顿州时的雷达平显合成图象。6条直线代表系统移过6个高分辨率雨量器站（位置见图1）的路径，上面标明了移经雨量站的时间，每个雨量站的雨强见图1—5。（b）是图（a）中雨带的回波强度。

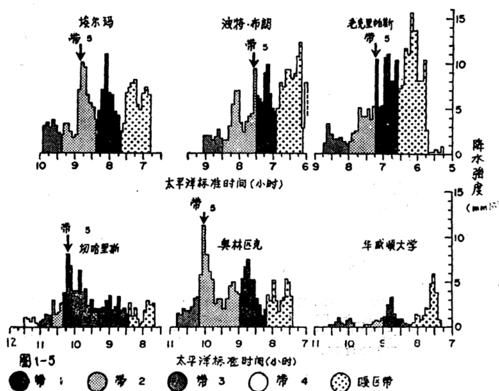


图1—5 6个高分辨率雨量站的雨强变化。 由暖区雨带和4条宽冷锋雨带（1—4）造成的雨量区域也用图1—4（a）一样的方法用不同的阴影区表示，图中箭头表示窄冷锋雨带（5）移过各个雨量站的时间。

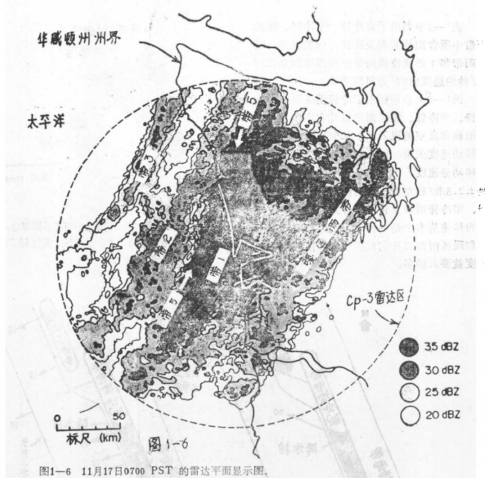


图1—6　11月17日0700 PST 的雷达平面显示图。

图1—6是窄冷锋雨带的雷达回波图象。从图1—5上也可看出窄冷锋雨带降雨的影响，当它移经布朗港、毛克里帕斯、埃尔马、切哈利斯及奥林匹亚站时，雨强突然增加达几分钟之久。

3、雨带以及其中雨核的运动

过去许多人的研究已经指出过，温带气旋的雨带中包含有许多较小的中尺度和积云尺度的雨核，面积为几十——几百平方公里，我们按照Hobbs等的命名法，取名为雨核（Precipitation cores）。

1976年11月17日冷锋系统中的暖区雨带，宽冷锋雨带以及窄冷锋雨带也包含有雨核，面积为25——300平方公里之间。这些雨核曾用雷达跟踪，有的跟踪长达50分钟。在暖区雨带和宽冷锋雨带中的雨核的形状是不规则的，空间位置是随机的；反之，在窄冷锋雨带（雨带5）中的雨核是椭圆形的，轴的取向都差不多相同，见图1—7。我们曾经研究过的别的窄冷锋雨带也有类似情况（Hobbs和Biswas，1979）。

表1—1中列出了宽冷锋、窄冷锋、暖区雨带中所含雨核的有关特征。一般说来，暖区雨带和4条宽冷锋雨带中的雨核都是以29米/秒的速度向64°方向移动的。

图1—8上分别标出了冷锋雨区飑线，宽冷锋、窄冷锋、暖区雨带以及它们各自包含的雨核和高空俯视云区（从卫星云图得到）的移动速度矢量，以及它们各自垂直于冷锋的移动分速度，估计这类速度的计算准确度是±2.5米/秒左右。地面锋线、锋面雨区飑线、窄冷锋雨带及它所包含的雨核和高空云幕的移速基本上是一样大小的，而宽冷锋雨带和暖区雨带以及它们所包含的雨核的移动速度就要大的多。

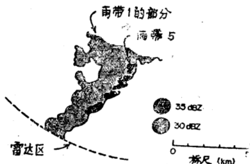


图1—7　0822 PST 的雷达平面显示图部份。窄冷锋雨带（5）中最强的雨核用黑色区域表示。

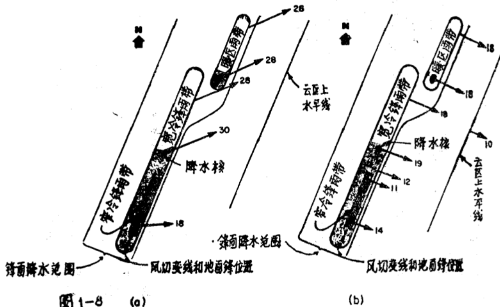


图1—8（a）高空俯视云区、冷锋雨区飑线和宽冷锋、窄冷锋、暖区雨带以及它们包含的雨核（涂黑的区域）的移动速度矢量（米／秒）；（b）它们各自垂直于冷锋的移速。上图并不是按比例尺画的，也不表示各自的相对位置。

仔细地观测雷达显示（达10小时之久），就可以清楚地看到宽冷锋雨带和暖区雨带与别的雨带、锋线等的相对运动，如图1—9所示。

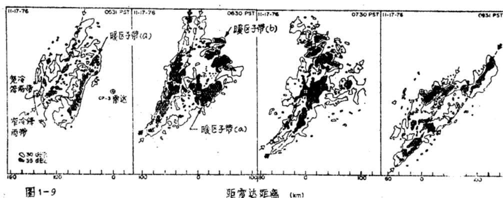


图1—9

图1—9 cP—3雷达显示的宽冷锋雨带（1）和窄冷锋雨带的运动。(因为宽冷锋雨带比窄冷锋雨带移动快，所以宽冷锋雨带赶上而且最后超过了窄冷锋雨带，图上还可看到暖区付雨带（a）和（b），它们有一部份被雷达站附近的地物遮挡了)。

表1—1 宽冷锋雨带(1—4)、窄冷锋雨带(5)以及暖区雨带中雨核的特征

雨带编号	雨核编号	雨核面积(平方公里)	雨核移速(米/秒)	雨核移向(度)	跟踪时间(分)	雨带编号	雨核编号	雨核面积(平方公里)	雨核移速(米/秒)	雨核移向(度)	跟踪时间(分)
1	1	300	37	46	14	5	1	25	22	90	14
	2	64	32	64	16		2	45	15	90	30
	3	300	25	70	37		3	100	12	90	112
平均		200	31	60			4	40	12	95	21
							5	25	14	90	22
2	1	100	29	55	29		6	25	15	90	22
	2	60	18	60	20		7	200	15	85	29
	3	150	28	62	30		8	150	23	85	12
	4	150	29	66	50		9	10	20	80	15
	5	60	20	80	16		10	40	21	84	15
	6	150	27	70	15		11	40	19	80	31
	7	200	36	62	22		12	30	21	80	31
	8	60	30	65	45		13	16	18	85	31
平均		116	27	65			14	60	20	76	31
3	1	40	37	64	28	平均	15	64	20	82	15

	2	60	33	63	28
	3	40	27	66	15
	4	20	43	62	14
	5	80	42	64	15
	6	80	35	63	15
	7	220	35	55	15
	8	300	24	65	16
	9	80	34	60	38
	10	200	27	70	16
	11	50	34	64	38
	12	200	38	68	14
	13	100	39	65	15
平均		113	34	64	
4	1	30	34	65	29
	2	30	30	62	15
	3	150	37	64	30
	4	25	27	64	15
平均		59	32	64	
暖区雨带		58	18	85	
	1	100	32	60	14
	2	25	18	60	15
	3	100	32	65	23
	4	250	28	60	16
	5	250	32	66	42
	6	200	30	68	76
	7	150	32	65	22
	8	20	26	80	17
	9	20	25	75	17
	10	70	33	64	16
	11	25	28	66	16
	12	225	28	65	76
	13	25	27	70	30
	14	40	27	65	16
	15	100	29	67	15
平均		106	28	66	

从CP—3雷达的反射率和多普勒速度的彩色显示图象可以清楚地看到，宽冷锋雨带和暖区雨带的移动速度比那标志着地面锋线位置的风向改变线的移速快些，我们曾观测到，有一条宽冷锋雨带（雨带1）本来位于地面冷锋和窄冷锋雨带的后面，可是以后却移到了它们的紧前面；暖区雨带的发展就不同，付雨带（b）在地面冷锋附近形成，付雨带（a）在付雨带（b）的前面发展起来，两条付雨带都离锋面而向前移动，并且，新的付雨带会在付雨带（a）的前面形成和加强。

表1—2是根据三维雷达观测确定的雨带中雨核所在的最大高度，在暖区雨带和宽冷锋雨带中雨核的顶部约在5—6公里高度，窄冷锋雨带则在1.5—4.5公里高度。

表1—2　冷锋附近不同雨带中所含雨核的最大高度

雨带类型	雨带编号	雨核的最大高度（公里）
暖区雨带	——	6.1
宽冷锋雨带	1	6.1
	2	5
	3	5
	4	——
窄冷锋雨带	5	1.5—4.5*

* 雨核最大高度在雷达两次扫描高度之间

根据水平风速与雨带以及其中雨核的运动的关系，可以推测雨带中的降水粒子是在什么高度层形成的。我们可以采用Locatelli和Hobbs（1978）介绍过的方法，根据多普勒雷达的观测推算出穿越锋系的风向，如图1—10所示，图中还算出了锋系过境时，布朗港四次探空观测得到的风向、风速、从雷达观测到的降水粒子的边界线，根据雷达反射率资料算出的雨带位置以及1715 PST 时冷锋位置（地面冷锋移经布朗港之前15分钟）。

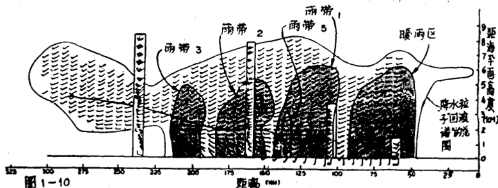


图1—10　1976年11月17日有个冷锋系统移经布朗港，图上是垂直于地面锋线的剖面图。用小箭头表示风向的水平风场是根据多普勒雷达观测推算出来的，直方柱中用习惯符号标出的风向、风速（海里／小时）是根据一系列的探空观测得到的，图中还标出了暖区雨带、宽冷锋雨带（1—3）、窄冷锋雨带（5）以及冷锋（0715 PST）的位置。

从图1—10还可以看到，在冷锋后面风随高度是逆转的，表示有冷平流；在近地面的1公里高度之内，锋面附近风向的变化较明显，地面则最明显；在系统的前缘有一个厚约1公里的云和降水的“悬垂体”，它在系统主体前边延伸约30公里左右，它大概是从暖区雨带中吹离出来的；在锋系主体的后面，也有一个“悬垂体”，厚约5公里，延伸约90公里，其中有降水落下，但因蒸发而不能及地。

宽冷锋雨带以及其中雨核的移速（29米/秒左右，移动方向65度，见图1—8）是与3—6公里左右高度的风速差不多的（图1—10），可见这些雨带的移动是受它们上部（3—6公里高度）的风速引导的；暖区雨带中雨核的移速是28米/秒左右，移向66度，与雨带低层和高层的风速类似，后面我们会看到，还有别的证据说明暖区雨带既受低层风速引导，又受高层风速引导。

窄冷锋雨带中雨核的移速是18米/秒左右，移向85度（见图1—8），只在窄冷锋雨带本身高度层之内才有这样的风速（见图1—10），因此，窄冷锋雨带与宽冷锋雨带不同，它是不受高空的风速引导的。

4、雨带附近的空气运动

用CP—3雷达的波束垂直于每条雨带扫描，以观测它的多普勒速度，由此推算出在垂直于雨带的剖面上横穿过雨带的水平风速分量。假设平行于雨带的风速分量只产生很小的辐散，就

可以根据质量连续方程，由垂直于雨带的风速分量的辐散计算出垂直运动。把垂直于雨带的风速点绘在剖面图上，分析等风速线，这样就把积云尺度的风场光滑掉，根据等风速线可以在正交网格点上读出垂直于雨带的风速值，此时又进一步光滑了记录，进而计算出水平网格距为2.6、5.2和10.4公里时的水平辐合，然后从地面向上以$\frac{1}{2}$公里的步长积分散度（假定地面垂直速度为零），根据这样算出的垂直速度和垂直于雨带的风速分量就可以得到垂直于雨带的剖面上瞬时的流场，图1—11到图1—13就是采用水平网格距为5.2公里时，推算出来的辐合辐散流场；当用2.6公里或10.4公里的网格距时，所得结果也差不多，但缺点分别是小波动太多，或者是光滑得太厉害了。因为把积云尺度的不规则性平滑掉了，故算出的散度和气流主要是与中尺度、带状组织有关的。

以上计算垂直运动时的一系列假定，使得越往高空，算出的垂直速度的误差越大。我们没有去订正这些误差，所以，对于图中4公里左右以上高度的垂直气流讨论时要分外小心，

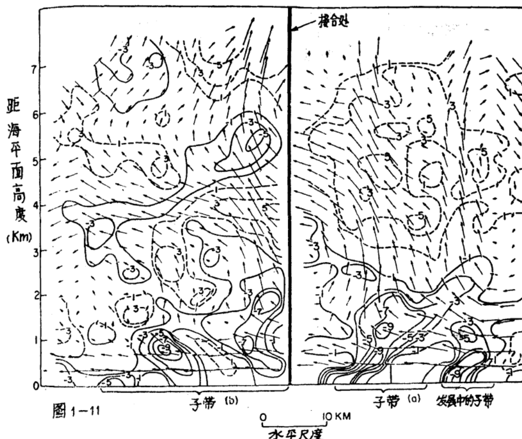


图1—11 横切暖区雨带的的垂直剖面。(箭头代表计算得到的相对于雨带运动的流线，箭头长度代表5分钟的位移距离)，实线表示辐合，虚线表示辐散（10^{-4}秒$^{-1}$），右图是0530PST算得的结果，左图是0600PST的结果，雨带是向左运动的。

大概只能做定性的解释。对于平行于雨带方向无辐散的这个假定，是做了检验的。方法是，当雨带移经CP—3雷达站的时候，观侧比较了北北东方向与南南西方向的风速分量，在这个方向一般会有风速的轻微辐合，但它的散度几乎总小于1.7×10^{-4}秒$^{-1}$，一般情况下常常小于1.0×10^{-4}秒$^{-1}$，比垂直于雨带的风场造成的散度(一般可达3×10^{-4}—19×10^{-4}秒$^{-1}$)小的多；另外，采用Herzegh和Hobbs（1980）介绍的速度方位显示（VAD）方法，可以用CP—3雷达直接观测雨带区域0—3公里高度的散度，结果表明，平行于雨带的风场辐合（或辐散）一般还不到垂直于雨带的风场辐合（或辐散）值的20%。以上这些结果都说明了雨带近似为二维结构，观测了垂直于雨带方向的风速分量，就可以得到雨带中的一般的流场。

图1—11就是用上述方法得到的暖区雨带中的流场和辐合——辐散场，雷达上看到的暖区付雨带（a）是一条规则排列的强回波线，而暖区付雨带（b）则为比较宽的带状回波区，并且不是线状排列的；暖区付雨带（a）中从地面直到2.5公里高度都有强烈的水平辐合，其值几乎可达10^{-3}秒$^{-1}$，在2.5公里高度以上则是深厚的辐散层，相对于暖区付雨带（a）运动的流场表明低层气流是从雨带的前面流进雨带中去的，并在付雨带以上强烈抬升直到约4公里高度，最大上升速度可达2米/秒左右，4公里高度以上，上升速度明显变小了，抬升的空气流向雨带的后面，这种流型与Houze（1977）介绍过的飑线的入流——抬升——砧的结构极为相似，只不过强度小得多。

付雨带（b）的散度场与付雨带（a）的差不多（图1—11），只不过它的辐散与辐合交替层次不那么分明，付雨带（b）中的气流场亦与付雨带（a）的相似，不过它的上升速度较小，且是多重结构的，这些都与雷达观测到的付雨带（b）结构不那么鲜明是一致的。

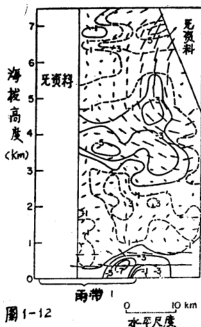


图1—12　横切宽冷锋雨带1的垂直剖面。图中标明了相对于0630PST时雨带运动的流线，箭头长度是5分钟位移距离，实线表示横切雨带的辐合线，虚线代表辐散（10^{-4}秒$^{-1}$）。雨带向右移动。

在暖区付雨带（a）的紧前面低层有强烈的辐合，并有活跃的上升气流，但是在这个区域地面降水并不大（图1—11），这与老的付雨带前面新生暖区付雨带中发展出新生对流云塔有关，就象飑线系统中的对流那样，但是它们没有飑线中成熟对流云的砧状部份向后吹出的气流。

在图1—11中没有观测到有组织的下沉气流，但是在付雨带（b）的边界层确有一个辐散区，用多普勒雷达可以观测到近地面那个明显的辐散区，但它们没有与垂直于雨带的剖面相交。Matejka（1980）曾观测到暖区雨带中的下沉气流比我们这个例子要强烈些。

图1—12介绍的是0630PST宽冷降雨带1附近的辐散场及流场，这时宽冷锋雨带的绝大部份位于冷锋的前面，很明显，它的辐合场与暖区雨带的不同，除了在地面有一层薄的辐合层以外，从较低层直到3公里高度，都有弱的辐散；但是在3—5公里高度之间有一层中等强度的辐合区（最大值可达5×10^{-4}秒$^{-1}$左右），产生明显的上升运动，算得的最大升速达1米/秒左右。穿越雨带的气流一般是从前面吹向后面的，相应的地面雨带就位移到4公里以上高度的上升运动区的后面。

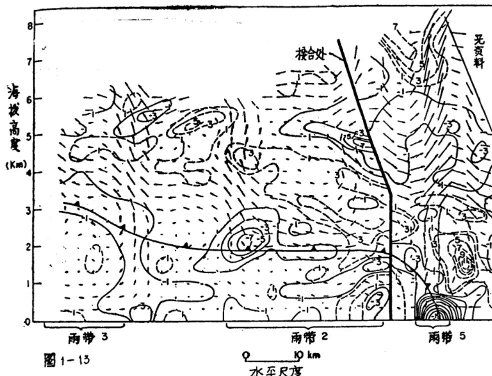


图1—13 横切宽冷锋雨带(2和3)以及窄冷锋雨带5的垂直剖面。标出了相对冷降和窄冷锋雨带运动的流线，箭头长度代表5分钟位移的距离，实线是辐合，虚线是辐散（10^{-4}秒$^{-1}$），图右侧是0700PST计算结果，图左侧是0730PST时结果，冷锋和雨带是向右移动的，用CP—3雷达观测到的垂直风切变资料说明冷锋位于冷平流层的顶部。

图1—13介绍了窄冷锋雨带5和跟在它后面的两条宽冷锋雨带（2和3）的辐散场和流场，窄冷锋雨带附近有一个强上升运动区，宽约5公里，高度在1.5公里处，升速1.2米/秒，它是由于近地面1公里之内冷锋附近强烈的辐合（最大可达1.9×10^{-3}秒$^{-1}$）所造成的。冷锋前低层是SSW方向来的几乎平行于冷锋的湿急流（图1—10），在近地面的500米之内，这股湿急流移向冷锋进入地面气压槽，并在那里形成狭窄的上升运动区，在3公里高度，这股上升气流碰到了强西风，使上升气流区偏离到冷锋的东面（图1—13）。由于计算垂直速度时有累计误差，图1—13中窄冷锋雨带中3或4公里以上高度的升速大概是不可靠的。就在上升气流区的紧前面，在1.5至3公里高度之间有一个下沉运动区，宽约5公里，下沉速度0.5米/秒。在下沉运动区的底部，辐散值达1.1×10^{-3}秒$^{-1}$。窄冷锋雨带中这种对流上升——下沉运动区的成对配置大概就是Hobbs和Biswas（1979）所报导过的那样，是形成窄冷锋雨带中特征性的、小——中尺度降水结构的组成机制（见图1—7）。

从图1—13来看，冷气团中的空气几乎没有相对于冷锋的运动，但在冷锋以上的空气是向冷锋后面流的，并向上抬升，这股上升气流基本上是由于冷锋高层的辐合造成的，它们位于2—5公里高度，中心位置有两个，分别相应于地面的宽冷锋雨带2和3，在这个高空位置上的风速与雨带2和3中的雨核移速差不多。在下面第6小节还要讨论到，在宽冷锋雨带中的降水粒子就是在这种高空上升运动区中形成的。

佩刀式飞机在4.5、5.5、6.4公里处横穿过锋面，观测到的上升气流证实了图1—11到图1—13中的那几种气流图形，例如，虽然观测到在4.5公里高度处的上升速度有很大的起伏（图1—14a），但是总的趋势是雨带的这个高度有一个宽广的上升运动区，暖区雨带前部升速可达90厘米/秒左右，冷锋雨带1中的升速可达60厘米/秒。由机上阵风探头得出的垂直速度的观测误差不到±30厘米/秒。

在5.5公里高度处也观测到与4.5公里高度处类似的垂直速度分布，但在6.4公里高度却观测到暖区雨带的垂直运动较弱（图1—15a），有几个分隔开的上升和下沉运动区，这可能与高空发生胞有关；在6.4公里高度的宽冷锋雨带1和2中，一般仍旧是上升运动区。

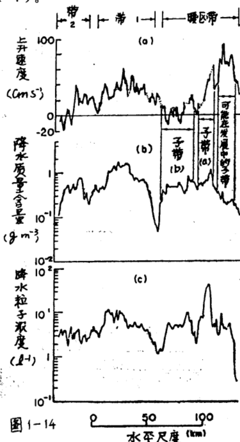


图1—14　在4.5公里高度（温度—9℃），飞机对暖区和雨带和宽冷锋雨带平飞穿越观测结果，可测粒子尺度是0.25—3.12毫米范围，（a）图中的点线表示那里没有观测资料。

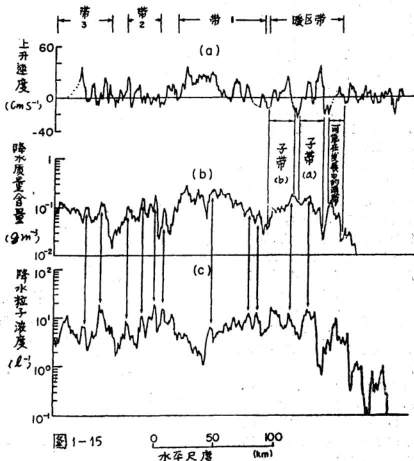


图1—15　在6.4公里高度（温度—20℃）的观测结果，其它说明同图1—14。

5、中尺度雨带中的凝结率和降水效率

计算了垂直运动之后，就可以比较雨带中的凝结率和雨强，以估算雨带的降水效率。

用两种方法来计算雨强，一种方法是，当雨带经过布朗港时，雨量计测得的总的雨强；另一种方法是，雷达以0°仰角扫描上述那个用来计算垂直运动的横切雨带的剖面，由观测到的回波反射率就可求得垂直于雨带的单位雨条中瞬间雨强。把回波强度转换成雨强的办法，是根据“气旋研究计划”中对几个温带气旋进行过的CP—3雷达回波与地面雨滴谱及雨量计的对比观测结果得来的，这次在Moclips，根据回波反射率推算出来的雨强与翻斗式雨量计观测结果是一致的，最大误差大约为±25%。

对那些横切中尺度雨带中形成云的上升运动区域的局地凝结率做体积积分，就可得到雨带凝结率。假定在上升运动区气温是湿绝热递减的，另外，由于在获得速度资料时的空气运

动所凝结的水份，不是马上降落，所以为了计算降水效率，就必须假定雨带中的流场和雨强是稳态的。在计算各条雨带的效率时，曾采用两种雨强值，一种是雨带移经太平洋上的值，另一个是1小时后雨带到达海岸时的值，结果算得的降水效率差不多，这说明至少在海边雨带移动的1小时路径之内，确实是稳态的。

因为在确定雨带的边界时不准确，带有主观性，也使得计算降水效率有误差。用雷达和雨量器的同时观测可以得到各条雨带总雨强。抬升凝结区域的边界，同样难于精确确定，我们取云底作下界，关于上界位置的确定，因为虽然用散度方法算得的垂直速度越到高空越不可靠，但是越往高空，饱和空气中所含水份越少，使得整个体积中净凝结率对上边界并不敏感。抬升凝结区的侧边界是较难定的，一般确定此边界采用的办法是，要把雨带的最大上升运动核心都包括进去，取它的宽度与地面雨带的宽度差不多。

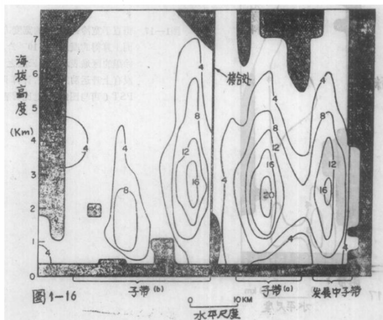


图1—16　垂直于暖区雨带宽度方向的垂直剖面上算得的凝结率(10^{-7}公斤/秒.米^3)。涂黑的区域表示该处位于云底以下，或者表示该处没有上升运动。图右是0530PST时情况，图左是0600PST时情况。

图1—16中算出了暖区雨带中的凝结率，与图1—11比较着看更清楚。暖区雨带的最大凝结区位于4公里左右高度之下。

雷达观测表明，暖区雨带（a）中，直到6公里以上高度都有降水，不过，4公里以上高度的回波反射率很弱，所以在付雨带（a）中，低层的强上升气流区对降水量的贡献是主要的，计算得出，在付雨带（a）的强上升运动区，雨强与凝结率之比（即降水效率）为40%左右，暖区付雨带（b）中的雨核位于强度不大的、有着多重结构的上升气流区的下面，它的降水效率约为70—80%，有两个理由可以解释这两种付雨带降水效率上的不同：第一，在计算

降水效率的时刻，付雨带(a)是一条对流活跃的、明显呈线状排列的带，而付雨带（b）则大概为处于衰老时期的、结构越来越不明显的带；也可能是因为付雨带(b）虽然仍有强烈降水，因动力学的原因而正在变弱，这时，因为付雨带（b）的非稳态性质，使得我们算得的降水效率偏高；第二，从图1—11的流场及雷达观测可以认为，从付雨带（a）中向后面吹出的气流（图1—11中向左流去的气流）挟带的降水粒子落到付雨带（b）中去了。

比单个付雨带算得的降水效率更有意义的是整个暖区雨带的降水效率，这整个的暖区雨带包括了暖区付雨带（a）和（b），付雨带（b）后面的尾迹降水以及付雨带（a）的前面正在发展起来的、对流活跃、雨强还不大的雨带。在这里我们假设处于不同发展阶段的对流单元复合体也是稳态的。算得整个暖区雨带的降水效率约为40—50%。

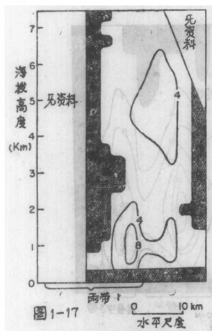


图1—17 垂直于宽冷锋雨带1的宽度方向的垂直剖面上算得的凝结率（10^{-7}公斤/秒.米^3），涂黑的区域表示位于云底之下，或者表示没有上升运动的区域，计算时间是0630 PST（可与图1—12对比着看）。

图1—17算出了宽冷锋雨带1附近的凝结率，它的流场如图1—12所示，由于低层上升运动较弱，高层上升运动较强，故整层一直到6公里以上高度的凝结率都差不多大小。算得宽冷锋雨带1的降水效率至少达80%。这点说明宽冷锋雨带中的降水过程与对流活跃但是降水效率不高的暖区雨带是很不一样的，在宽冷锋雨带中，高空抬升气流中形成的冰晶会成为降水元落下，并有效地消耗了温度低于0℃的主要上升运动区中的凝结水（见第6节）。

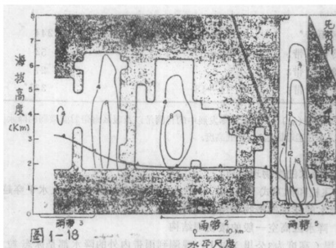


图1—18　垂直于冷锋、窄冷锋雨带5以及宽冷锋雨带2和3的剖面上算得的凝结率(10^{-7}公斤/秒·米^3)，涂黑的区域表示位于云底之下，或者表示该处没有上升运动。图右侧表示0700 PST时的情况，图左侧是0730PST时情况（可与图1—13对比着看）。

图1—18表明了窄冷锋雨带5以及宽冷锋雨带2和3中的凝结率，它的流场见图1—13。在窄冷锋雨带的狭窄的上升运动区，凝结率较大；在冷锋面之上是几个范围较大但凝结率较小的区域，相应地面大致是两条宽冷锋雨带的位置。

假如只考虑窄冷锋雨带中高度为3.5公里的强切变层以下的抬升凝结，则算得的降水效率约为30—50%；在第4小节我们已说过，这个强切变层以上，算得的垂直速度是不大可靠的，假如把这层以上的凝结也考虑进去，则窄冷锋雨带的降水效率就只有20—30%了。算得窄冷锋雨带的雨强与供应窄冷锋雨带的上升运动区边界层强盛的水汽通量（见图1—13）之比约为20—30%。

由于难于确定宽冷锋雨带2的性质，且沿着雨带结构很不均匀，所以没有计算它的降水效率。

宽冷锋雨带3的降水效率约为20%，这种雨带中的降水是在冷锋上面抬升的空气中发展起来的，而落到冷气团中去，雷达观测到降水有些蒸发，因此这种雨带降水效率很低。常常可以看到，在冷锋后面高空云层中落下的降水因蒸发而成为幡的现象。

表1—3列出了对各类雨带算得的降水效率。

表1—3　　　　雨 带 的 降 水 效 率

	垂直于雨带1m宽的距离上总的雨强（千克/秒）	垂直于雨带1m宽的距离上总的凝结率（千克/秒）	降水效率（%）

暖区雨带*	100—123	244	40—50
宽冷锋雨带1	40—50	52	80—100
宽冷锋雨带3	6	27	20
窄冷锋雨带5	11—18	33**	30—50

* 包括付雨带（a）和（b）前缘发展中的付雨带以及暖区雨带后面微弱的降水。

** 假定上升运动区达3.5公里高度。

6、云和降水的微物理性质

B—23飞机和佩刀式飞机在2.1—6.4公里之间的不同高度上水平穿越雨带，取得了冷锋附近云和降水的详细的微物理结构资料：

（1）、降水区高空一般的微物理结构

在0℃层（高度为3公里）以上，观测到雨带内外的降水都是冰态粒子组成的；0℃——15℃层（高度5.5公里）之间高度，降水主要是由柱状、星状、枝状、针状和不规则形状冰晶的集合体组成的；在－15℃——20℃层之间高度，冰晶集合体稍有减少，可以观测到柱状、板状、玫瑰花结形（bullet rosettes）冰晶以及柱状和弹丸形冰晶的集合体；在－20℃层以上高度，上述形状冰晶的集合明显减少了。

与宽冷锋雨带对应的云层中，虽然相对湿度一般都接近于100%，但是常常在0℃层以上整个云中很少会有液态水，只是偶而可以在0℃层以上1公里厚度范围之内，在局部区域会观测到0.1—0.2克/米^{3}的含水量值，显然这是宽冷锋雨带中4公里以上高度的气流抬升凝结形成的（见图1—12和图1—13）；在暖区付雨带（a）前端新生的部份和在它前面正在发展中的付雨带中，有深厚的对流上升区，在这里能观测到较深厚的含液态水的区域，含水量为0.1—0.4克/米^3。

在6公里高度以下，雨带的微物理结构与它周围层状云的微结构是很不一样的，从图1—15b可以看到，在－20℃层（高度6.4公里）雨带内的降水含水量(PreciPitation mass contents)*一般比雨带外的大2—4倍；在6公里高度之下雨带内降水粒子浓度约为2—40升$^{-1}$，也比雨带外云层中的降水粒子浓度大（见图1—14C）；但是在6公里高度之上，雨带中降水发展并不强烈，其降水粒子浓度约为2—20升$^{-1}$（见图1—15C），与周围云中降水粒子浓度差不多。

根据降水含水量随高度的变化可以看出雨带中冰相降水的增长情况，在6公里以上高度（温度约为－18℃），降水含水量约为0.1克/米^3，到了3.5公里高度（温度接近0℃），则为1.2克/米^{3}左右。用垂直指向的CP—3雷达可以观测到，从6公里以上高度开始，降下非常微弱的雨幡，截面尺度约为2—10公里（从图1—3可以看到，在宽冷锋雨带中的冷锋面之上有一层位势不稳定区）。

在宽冷锋雨带中，这些雨幡一直延伸到0℃层高度，在暖区雨带中，这种雨幡落到中层就

* 估算降水含水量的方法如下：根据观测到的粒子尺度谱，对每组尺度档，采用一个近似的体密度，把直径换算成质量。根据诺伦伯格（1975）的观测结果，当粒子直径为0.25—3.2毫米时，相应的体密度为0.2—0.06克/厘米^3。

被来自下部的深厚对流造成的较强的降水回波掩盖掉了，飞机于6.4公里高度在这些雨带中观测到5—10公里水平尺度的降水含水量的起伏(见图1—15b)，说明还是有弱的雨幡存在。从图 1—15 中标出的箭头可以看到降水含水量的增大与降水粒子浓度的增加是一一对应的，说明在雨幡中的降水粒子浓度常常比它周围降水的粒子浓度大；在4.5公里高度的飞行就不大可能发现隐嵌的雨幡的存在，显然是它在低层展宽，已与周围降水混合成一片了。

（2）、雨带中降水粒子浓度的垂直分布

暖区雨带和宽冷锋雨带之间在动力学上是不同的，因此，它们在微物理结构上也不同，特别是－15℃层（5.5公里高度）以下更明显，在暖区雨带中（见图1－19a），降水粒子平均浓度几乎不随高度变化，而在宽冷锋雨带1和2中，降水粒子浓度随高度降低而减小(见图1—19b)，这主要都是由于直径≲1.5毫米的粒子浓度随高度的变化造成的。

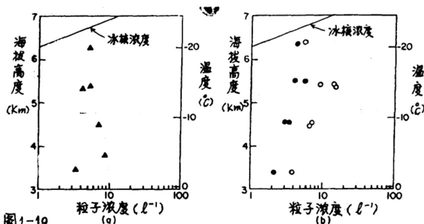


图1—19 降水粒子（直径0.25—3.12毫米）平均浓度的垂直剖面.
（a）暖区雨带；（b）两条宽冷锋雨带（空心圆代表雨带1，实心圆代表雨带2），图中直线指的是典型的冰核浓度值.

在图 1—19(b)上的宽冷锋雨带中，0℃——20℃层（高度为3—6.2公里）之间是不会有蒸发的，所以其粒子平均浓度随高度降低而减小的原因一定是下落冰晶间的聚合，这种现象在0℃——20℃层之间的雨带中观测到了；在暖区雨带中的－20℃层(高度6.2公里)以下高度也有明显的冰粒子的聚合现象，但是其中的冰粒平均浓度却不随高度降低而减小，也许是由于在暖区雨带中，所观测到的4.5公里高度以下的强上升气流产生了新的冰粒，或者是上升气流使冰粒悬浮聚积在低层，因而抵消了由于冰粒聚合造成的浓度减小。对于这种产生新的冰粒的机制下面还要讨论。

（3）、雨带中冰粒子的源地

在暖区雨带和宽冷锋雨带中，－15℃层（高度5.5公里）以上区域是产生小降水粒子(直径0.23—1毫米）的重要源地，在6.4公里高度（温度－20℃）的粒子尺度谱说明，这类小降水粒子的浓度比低层大的多，可见，这些小粒子必定是在温度接近－20℃的层次产生的，雷

达和飞机对雨幡的观测说明，在暖区雨带和宽冷锋雨带的－20℃层附近产生的降水含水量的30—60%是在高空位势不稳定层激发的环型对流活动区形成的，从图1—19可见，雨带中云顶冰核浓度足以解释在雨带中观测到的大部份粒子浓度。

暖区付雨带(a)和发展中的付雨带（见图1—11）中深厚的对流活动区看来是一个重要的低层产生小降水粒子的源地，从图1—14可以看到，就在付雨带(a)和发展中的付雨带的峰值上升气流区的紧后面，有一个明显的粒子浓度峰值，而且从图1—20的粒子尺度谱也可以看到，在付雨带(a)和发展中的付雨带的对流活动区中，小粒子浓度比后面付雨带(b)附近的层状云降水中的小粒子浓度明显的大。在－15℃层以下高度的飞行观测也证明了这点。

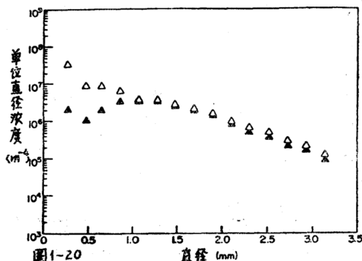


图1—20 在4.5公里高度（温度－9°C）上观测到的：1)在暖区付雨带（a）和发展中的付雨带的对流活动区中的粒子尺度谱（以空心三角代表）；2)在暖区付雨带(b)的层状云区域的粒子尺度谱（以实心三角代表）。

由于在温度高于－15℃时，冰核浓度一般小于0.1升$^{-1}$，显然在暖区雨带的低层观测到的高浓度冰粒的一大部份应该是低层的冰核活化造成的，在雨带的这个区域，直径在0.25—1毫米之间大多数粒子仍旧是冰，其中一些可能是脆弱的冰晶破碎形成的（Hobbs 和Farber 1972；Vardiman1978），特别是在主要上升气流区的边缘部份，在那里从上面掉下来的大的冰晶聚合体会受到强湍流扰动而破碎。在暖区雨带中经常可以观测到小冰晶碎片和可能是由冰晶碎片增长起来的不规则形状冰晶，在温度为－3℃——8℃层次的云中，由于结淞繁生出冰晶（Hallet和Mossop，1974），也可能是在低层产生小冰晶的原因，特别在上升气流区的中心，那里有液态水，并产生严重结淞，更是小冰晶的源地。但是在上升气流区的核心部

位，冰粒浓度并不大，可能是在其中繁生出来的小冰晶还没长大到可以观测到的大小（直径约0.2毫米）以前，已经挟带到外面去了；还观测到在暖区雨带的对流活动区域有少量冻滴，所以从下面抬升上来的液滴在0℃以下温度区域的冻结也可能对所观测到的冰粒浓度有一定贡献。在其他雨带中没有观测到冻滴。

一般在宽冷锋雨带低层缺少强盛的上升气流和过冷液态水，故微滴冻结和结淞繁生这类产生冰晶的过程都不重要。

（4）、雨带中的降水生长

Bergeron（1950）在地形云降水生长的研究中首先提出了“播撒—馈增”(Seeder feeder)云物理过程，在这节我们要指出，在宽冷锋雨带和部份暖区雨带中形成降水的过程主要也是这种云物理过程。

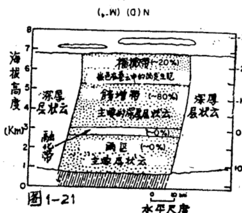


图1—21　宽冷锋雨带垂直剖面示意图，图中标出了各层对总降水含水量的贡献。

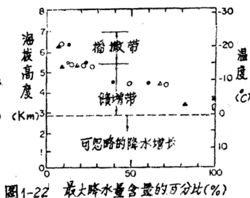


图1—22　在两条宽冷锋雨带和暖区雨带的宽度方向测得的平均降水含水量的垂直剖面图（宽冷锋雨带1，以空心圆表示；雨带2，以实心圆表示；暖区雨带，以实心三角表示）。

图1—21是个示意图，表示宽冷锋雨带的不同层次对总降水含水量的贡献，这是根据飞机对降水粒子的观测（如图1—14b和1—15b），以及雷达反射因子观测估算得到的。“播撒带”位于宽冷锋雨带中－15℃层以上高空（图1—21），是由嵌在浓密的成层云中的弱对流发生胞组成的。虽然在其中也观测到一些冰晶聚合体，但主要是较原始的单晶体，说明成层云中冰晶主要因凝华而增长。表明聚合较严重和有些结淞的大粒子是和隐嵌的发生胞联系在一起的，发生胞中有时能观测到液态水。观测证明（图1—22），在“播撒带”降水粒子增长，使得在这个区的底部（高度5.3公里，“播撒带”和“馈增带”的分界线正好相当于高空对流活动区的底部）的平均降水含水量占雨带0℃层以上最大平均降水含水量的大约20%，其余80%的降水含水量是在“馈增带”形成的，这个区域位于0℃—－15℃层之间，由宽广的成层云和降水所组成。这个区域观测到了一般还未结淞的大雪花，说明这种大的降水粒子主要是由于小粒子的聚合形成的。下面讨论在“馈增带”降水粒子的凝华增长规律。

在"馈增带"观测到，随着高度的下降，降水含水量急剧增加，大概是由两种过程造成的：一种是在"馈增带"的水汽凝华增长；另一种是当雨带赶上在低层的云和弱的降水区的时候，会有降水粒子平流入"馈增带"。为要确定这两种过程中哪一种是主要的，把雨带的"馈增带"分成八层，每层厚度是0.31公里，然后估算降水含水量凝华增长的总速率。先根据飞机观测到的粒子——尺度谱，求出每层的平均粒子——尺度谱，则每层的凝华增长率（dM/dt）为：

$$\frac{dM}{dt} = S_i \sum_{I=1}^{15} N(I)C(I)F^{*}(I)G(T,P) \qquad (1)$$

S_i是对冰面过饱和，N(I)是在第I尺度组中的冰粒浓度，C(I)和F^{*}(I)分别是第I尺度组中粒子的形状因子和通风因子，G(T,P)是热通量因子，取自Mason（1971）。由（1）式分别算出各层的凝华增长率，其总和就是在雨带"馈增带"降水的总凝华增长率。

比较"馈增带"算得的凝华增长率与测得的降水强度，如表1—4。"馈增带"的顶部与底部所测得的降水强度之差就是在这个区中的降水生成率。从表1—4可见，在两条宽冷锋雨带的"馈增带"，相对湿度为96—98%之间时，从(1)式算得的总凝华增长率大致与观测到的降水生成率相等。因为在这个"馈增带"测得的相对湿度在92—98%之间，所以在这个区90%以上的降水增长很可能就是凝华造成的，这部份降水占宽冷锋雨带造成的降水总量的72%左右。估计平流进入雨带"馈增带"的降水率是0.01—0.1克/米²·秒，说明这个区平流对降水增长的贡献还不到10%。

表1—4　在宽冷锋雨带1和2的"馈增带"观测到的与计算得出的降水增长率

	在"馈增带"顶部降水率观测值［克/米²·秒(毫米/小时)］	在"馈增带"底部降水率观测值［克/米²·秒(毫米/小时)］	在"馈增带"中降水生成率观测值（克/米²·秒）	在不同相对湿度的"馈增带"算得的总凝华率(克/米²·秒) 92%	94%	96%	98%	100%
宽冷锋雨带1	0.4(1.4)	1.7(6.2)	1.3	0.5	0.7	1.0	1.4	1.9
宽冷锋雨带2	0.3(1.1)	1.1(4.1)	0.8	0.3	0.4	0.6	0.9	1.3

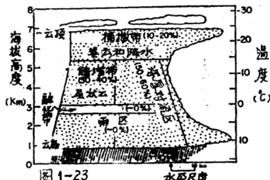


图1—23　暖区雨带的不同区域对总降水含水量增长的贡献示意图。

根据雷达和飞机观测，计算了暖区雨带中的降水增长情况，如图1—23所示。在这种雨带中“播撒—馈增”机制和深厚的对流活动都对降水增长起一定作用。就像宽冷锋雨带那样，在暖区雨带的顶部也是个“播撒带”，是由存在微弱降水的浓密的成层云和几个较弱的发生胞组成的，一般在成层云中冰粒的聚合及结淞都很微弱，冰粒主要因水汽凝华而增长，飞机观测得出（图1—22），暖区雨带中10—20％的降水含水量是在4.5公里高度以上的“播撒带”造成的，其余的80—90％则是在它下面两个不同的区域造成的，一个是深厚的、活跃的对流运动区，它包括了处于发展中的付雨带和付雨带(a)，雷达和飞机观测（图1—14）都表明，暖区雨带降水含水量的50—60％是在深厚的对流活动区形成的。在对流活动区，维持了对水饱和的云区，降水粒子因结淞、凝华和聚合而增长。在这个区中的大降水粒子一般都是严重结淞的，这着重说明高层“播撒带”起了重大的作用，从其中下落的固态降水粒子落进对流活动区的顶部，此后在冰水混合云中很快增长起来。图1—11的气流说明，在暖区付雨带(a)的对流上升运动区中，有一部份水份向后流入了付雨带(b)，此中层气流有助于在付雨带(b)的后部形成层状云“馈增带”，从上面“播撒带”中掉下来的降水粒子在这里因凝华和聚合而增长，在这个“馈增带”的微弱的成层云上升气流给这里的降水增长补充了在该区中降水增长所需的水份，这部份对增长的贡献占暖区雨带总降水含水量的30—40％左右。

4、 主要结果

本文详细介绍了冷锋前后云和降水的情况。观测到以一组雨带形式出现的云和降水的中尺度结构，分析了它们的流场以及不同高度处云的微物理性质，进而了解了中尺度雨带中云

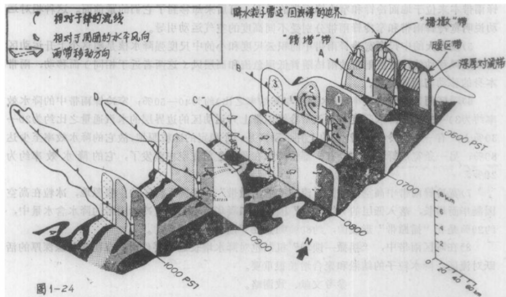


图1—24　本文所介绍的冷锋附近的云、降水、流场结构示意图，作出了五个不同时间的垂直于冷锋的剖面上雷达回波廓线，图中以不同的阴影表示6条雨带(冷锋附近雨带1—5以及暖区雨带)，在各个垂直剖面上都有不同特色，A剖面标出了“播撒—馈增”和深厚对流活动区的部位，B剖面是相对冷锋的流线，C剖面是水平风，D剖面是宽和窄冷锋雨带的运动情况。

的动力学和降水增长情况。

图1—24是冷锋系统、降水中尺度系统中的云结构以及雨带的特性和内部构成示意图。上述个例研究的基本结果如下：

1)最大降雨区为6条中尺度雨带，都平行或近似平行于冷锋，它们是冷锋前的一条暖区雨带；一条窄冷锋雨带和4条宽冷锋雨带。

2)暖区雨带是由一系列中尺度的对流性付雨带组成的，一条付雨带就在地面冷锋附近形成，另外两条付雨带在它的前面形成，这些付雨带都比冷锋移得快。位于付雨带前部低层的空气在付雨带中迅速抬升，并在中层对流层流向了付雨带的后部。在前缘的对流付雨带中，有较强的上升气流，降水粒子大多形成不久；在后部付雨带中，上升气流较弱，结构不明显，降水粒子已到增长后期，在这些方面，这些组成暖区雨带的付雨带就像传播性强飑线中的对流活动线。

3)窄冷锋雨带是在冷锋低层的对流活动区形成的，它就位于地面冷锋位置，并与冷锋一起移动。这种低层对流活动是由于冷锋前面南来暖湿急流边界层中的空气强烈的水平辐合所造成的，窄冷锋雨带中近地面辐合是1.9×10^{-3}秒$^{-1}$左右，抬升速度达1米/秒左右，对流柱的宽度约5公里，这种与冷锋前面的一股下沉气流成对存在的上升气流很可能就导致了冷锋的最大降雨区是由一些取向相似的，小的中尺度的椭圆形区域组成的。

4)宽冷锋雨带的形成与3公里以上高度的上升气流有关，这类雨带是在冷锋面以上的空中形成的，它们位于地面冷锋的后面，移动的速度比冷锋本身移速要快，观测到有一条宽冷锋雨带本来位于地面冷锋和窄冷锋雨带的后面，可后来却移到了它们的紧前面。这种相对运动说明宽冷锋雨带和窄冷锋雨带分别受不同高度的空气运动引导。

5)嵌在大的中尺度宽冷锋雨带中的积云尺度和小的中尺度强降水核是随这个上升运动区的高层风移动的；暖区雨带的雨核随着低层急流和高层风（这两者近于相同）而移动，雨带本身的移动与雨核类似。

6)暖区雨带的降水效率(降水强度与凝结率之比)约为40—50%；窄冷锋雨带中的降水效率约为30—50%（降水强度与进入窄冷锋雨带上升运动区的边界层的水汽通量之比约为20—30%）；有一条宽冷锋雨带，它的上升运动区是一个稳定的冰粒源地，故它的降水效率至少达80%；另一条宽冷锋雨带中，有一部份降水在及地之前在空中蒸发了，它的降水效率约为20%。

7)宽冷锋雨带中高空浅薄的对流胞（“播撒带”）是降水粒子的主要源地，冰粒在高空因凝华而增长，落入低层的“馈增带”因聚合和凝华而增长。宽冷锋雨带的降水含水量中，约20%是在“播撒带”形成的，约80%则是在“馈增带”形成的。

8)在暖区雨带中，“播撒—馈增”机制也对降水增长起重要作用，在雨带前缘深厚的活跃对流区，降水粒子的结凇和聚合增长很重要。

参考文献、致谢略。

陆煜钧译自J. Atmos. Sci. 1980, Vol. 37, No. 3, P568—596，游来光校

II 暖锋云

PAUL H·HERZEGH, PETER V·HOBBS

摘　要

相当于中尺度雨带的暖锋云系的空气运动和降水的增长已经通过多普勒雷达、飞机、无线电探空测风仪和地面观测进行了研究。

在深厚的暖锋冰云中降水的增长通过"播撒—馈增"过程进行。总降水量中的大约20%在"播撒带"（5km以上）内形成，降水的另80%在"馈增带"（5km以下）中形成的。

类波状雨带起源于"播撒带"内条形排列的对流发生胞中落下的冰晶。在这些胞中，结淞生长是主要的，那里的上升气流速度达到60cm s⁻¹，但在低层，凝华和聚合起主导作用，那里的上升气流速度≤15cms⁻¹。看来在"馈增带"中冰晶增长的某些形式在起作用。

嵌在浅薄液水云中的暖锋雨带的降水的增长是通过水滴的聚合产生的。该雨带内上升气流速度约达20cms⁻¹，这是由于暖锋锋面下稳定区域中空气辐合的缘故。

一、引　言

温带气旋暖锋降水已是多年来的研究课题，Cunningham（1951）根据雷达和飞机观测推论、暖锋云中0℃层以上高度的主要降水形态是雪Marshall（1953年）和Gunn等（1954）根据对雷达观测的研究认为在暖锋降水中常常可以观测到从高空发生胞中拖下来的雨幡，Plank等（1955）认为，这类雨幡就像是自然催化剂，对于降水发动是必不可少的。近来还认识到，暖锋前面的降水区一般由几条中尺度雨带所组成（Browning，1974；Houze等，1976b；Hobbs，1978）、Hobbs和Locatelli（1978）指出，暖锋雨带可以由雨幡追踪到它们的源地——高空发生胞。

本文要详细介绍华盛顿大学的"气旋研究计划"中的部份工作。这个研究计划中用飞机、雷达、探空和地面的联合观测，深入了解嵌在暖锋降水中的发生胞和雨带，着重研究高层和低层云区对于降水形成所起的不同作用，以及微物理过程与垂直运动的关系。

二、设备（略）

三、深厚的暖锋冰云下的大范围降水和隐嵌的波状雨带

1、天气形势

1975年1月13日在西雅图南面约160公里处有一条东西向的静止暖锋，在观测期间（0830—1115PST），暖锋面位于西雅图的CP—3雷达站上空约3.9公里处，这期间在整个华盛顿州西部都在降水，在CP—3雷达站的十分钟平均雨强为1.2—2.0毫米/时。

1975年1月14日地面暖锋位置没有改变，虽然有浓密的成层云，但是在西雅图上空难于分

析出暖锋面来。由于在3公里高度以下降水有强烈的蒸发，所以在观测期间（1000—1200 PST）在西雅图地面没有记录到降水量，但是在西部华盛顿州的其它地区有降水及地。

2、雨带及其源地

1月13日，在雷达回波PPI上看到，在大范围降水区中嵌着几条Houze等（1976b）所谓的“波状雨带”，如图2—1a和2—1b所示，但是到1月14日，地面观测到的是一组互相孤立的雨带群（图2—1c）这两天观测到的雨带一般宽约8公里，相距12公里以上，并都平行于地面暖锋。

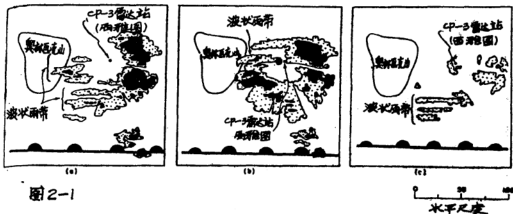


图2—1 雷达回波平面PPI图：（a）1975年1月13日1045PST；（b）1975年1月13日1115PST；（c）1975年1月14日1130PST.（带点子的区域表示雷达反射率因子是20—25分贝，涂黑区域表示是25—30分贝。雷达波束的仰角是0.9度，回波边缘高度在1.2公里处，故使图（a）及（b）中微弱降水区的雷达回波边缘成圆形。图中还标出了在高度1.5公里处暖锋近似位置）.

图2—2和图2—3是雷达反射因子的时间—高度剖面，可以看到，波状雨带是由发源于高空的倾斜的雨幡组成的。例如，图2—2a中央的那条长长的倾斜的雨幡，是与图2—1b中的雨带A相对应的，这条雨带大约在1月13日1040PST移过雷达站。这条雨幡是在暖锋面以上约2.5公里高度处发生的，这个发生区域宽约7公里，对这个区域的飞机观测（图2—2a的飞行路径2）表明，这里有一个到几个对流发生胞。1月14日，雷达也观测到了发生胞和倾斜的雨幡，可是雨幡在及地之前都在空中蒸发掉了（图2—3a）。因为水平风速随高度而变化，所以图2—2a及2—3中的雨幡是倾斜的，这正是中纬度暖锋雨幡的特征，在大约5公里高度以上，水平风速随高度几乎不变，降水雨幡也就近似是垂直的，说明发生胞是随着这个区域的风速移动的。

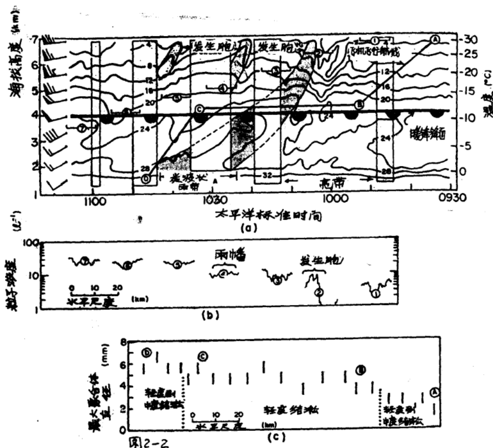


图2—2　1975年1月13日在西雅图上空的垂直指向雷达及飞机观测：(a)雷达反射率因子(等值线单位是分贝)，雨幡(涂阴影区域)以及飞机飞行轨迹(标上1—7和A—D的粗直线)的时间—高度剖面图；矩形区里表示没有垂直指向雷达的观测资料；图中还标出风速的垂直变化；(b)在(a)图飞行轨迹1—7上的粒子浓度(直径为70—1040微米)；(c)在(a)图的飞行轨迹ABCD段聚合冰粒的最大直径和冰粒结凇程度。

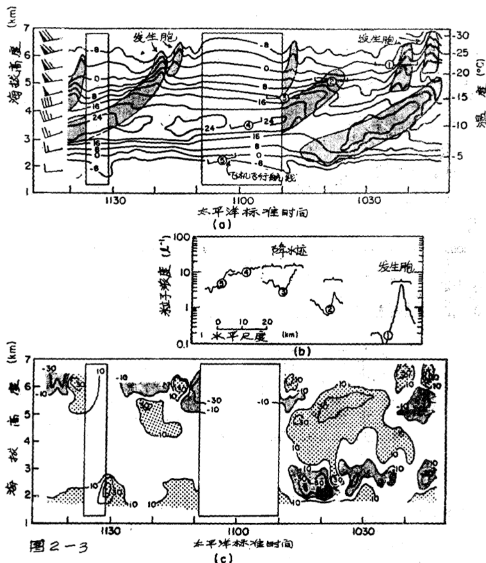


图2—3　1975年1月14日在西雅图上空的垂直指向雷达及飞机观测：（a）雷达反射率因子(等值线单位是分贝)，雨幡（涂阴影的区域）以及飞机飞行轨迹（标上1—5的粗线条）的时间—高度剖面图。图中还标出了风速的垂直变化；（b）在图（a）的飞行轨迹1—5观测到的粒子浓度（直径70—1040微米）；（c）垂直空气速度（厘米/秒）的时间—高度剖面，涂浓黑阴影的代表下沉气流速度≥10厘米/秒的区域，涂较淡阴影的代表上升气流速度≥10厘米/秒的区域。在（a）图和（c）图中用长方块包围的区域表示那里没有垂直指向雷达的观测资料。

飞机观测到，中性不稳定的、间歇湍流的区域内，雨幡顶部云中液态含水量达0.2克/米³，说明雨幡以及地面波状雨带的源地就是高空对流发生胞，从地面雨带的取向可以得知，发生胞是线状排列的，与它所在高度的风向交角约为5—10度。Langleben（1956）的雷达观测指出，在七天中有五天观测到发生胞是线状排列的，排列方向与其所在高度风向的交角为15—70度。

计算了起源于发生胞高度的粒子的运动轨迹后发现，由于5公里高度以下风向的变化，使到了低层的雨幡已向北（在图2—2a及2—3a中相当于向纸内方向）弯过去至少5公里，所以，那些在图2—2a及2—3a中雨幡的低空部份的降水粒子必定是在位于雷达站以南（相对于图2—2a及2—3a则位于纸的上面）至少5公里远的高空发生胞中起源的。

3、降水增长

Bergeron（1950）认为，许多地形云降水是由于位于高空"播撒带"中的冰粒下落通过低层"馈增带"而增长形成的。在暖锋云中，根据图2—2a及2—3a上雨幡的垂直伸展情况，说明高空云层与低空云层也是这样的关系。雷达观测表明，在5公里高度以上产生的降水粒子是下落穿过低空云层的，简单的轨迹计算也证明了这一点，且还发现，在5公里高度处，那些部份结淞的、直径大于0.5毫米的聚合雪晶所含水量占总降水含水量的77%，其浓度约为2升⁻¹。根据Locatelli和Hobbs（1974）的观测结果可知，直径为0.5—1.0毫米的未结淞的聚合雪晶在5公里高度处的末速可达0.7—0.9米/秒。在下节还可看到，云中这个高度的平均上升速度是小于0.1米/秒的，说明那种直径大于0.5毫米的"播撒"粒子从5公里高度往下落的相对速度可以超过0.6米/秒，到了5公里以下高度，这类聚合雪晶的净落速常常超过0.5米/秒，浓度常超过每升2个，说明这些云中很可能包含的是直径在0.5毫米左右"播撒"粒子，而且也可以用"播撒—馈增"机制来说明1月13日和14日的暖锋云系中降水的形成。

"播撒带"是一个宽广的成层云和降水区，位于5公里高度（气温－17℃）以上，嵌有对流发生胞；"馈增带"位于"播撒带"的下面，图2—2b和图2—3b是在这两个区域中观测到的粒子浓度，除了有液态水的区域以外，观测到的粒子浓度是冰粒浓度，而不是水滴的浓度。从图2—2b和图2—3b还可以看到，一般说来，出现粒子浓度峰值与直径约为4—8公里的发生胞有关，或与发源于这些发生胞中的雨幡有关，说明发生胞是"播撒带"中云和降水粒子的重要源地，根据飞机取样观测及雷达观测，估计在"播撒带"中，面积只占10—30%的发生胞提供了20—40%的冰态含水量，而且在发生胞之间成层云中有相当一部份冰态含水量亦可能是起源于发生胞并随后从发生胞中因辐散气流而流散出来的，在发生胞中观测到有的地方有液态水和中等程度结淞的冰粒，说明发生胞中对流运动有时造成了水饱和状况，使冰晶因凝华和结淞而更快增长。发生胞中粒子浓度很大，这部份地反映了发生胞中的小滴浓度较大。在发生胞内外温度低至－25℃，观测到冰晶聚合。发生胞之间的成层云区域一般对水不饱和，故结淞增长很小，凝华增长也比发生胞中慢些。但来自成层云区也会长大到直径超过0.5毫米，因而成为播撒粒子下落，在低空成为雨幡之间的弱降水。

图2—2a和图2—3a中约5公里高度以下的区域是由浓密的成层云组成的，它是波状雨带内外降水增长的"馈增带"，观测到雷达反射率因子随着高度的下降而增加，说明在这个区中降水粒子（主要是冰粒聚合）在下落中长大了，图2—2c中的飞机观测也证实了这一点，冰粒聚合的最大直径从6.8公里高度处的2毫米左右长大到1.5公里高度处的6毫米左右，这也说明

了聚合增长对于产生大的降水粒子是多么重要。在这个区域观测到多数降水粒子只有轻度到中度结淞，且一般说来，在-5℃层以上云中缺乏液态水，说明在"馈增带"，冰粒的凝华和聚合增长远比结淞增长重要。

为了对"馈增带"中降水增长作定量研究，根据下式把观测到的雷达反射率因子（Z）转换为降水含水量（M）：

$$M=aZ^{b} \quad (1)$$

式中M单位是克／米^3，Z单位是毫米^6/米^3。根据观测资料，用最小二乘法算得a=0.008，b=0.605，计算中所用M值是在降雪时，由飞机在垂直指向雷达站上空观测的粒子尺度谱算出来的，一共进行了18次飞行。所以，（1）式只适用于降雪天气。根据Locatelli和Hobbs（1974）以及Heymsfield（1972）提供的不同冰粒类型的质量——尺度关系，就可根据观测到的冰粒类型和结淞程度推算出M。由于在同一性质的降水条件下粒子尺度谱有变化，故从（1）式估算到的M值上下可差一倍。

图2—4是根据在雷达站上空观测到的平均Z值，用（1）式算得的M值的垂直剖面。1月13日的曲线是图2—2a上那段观测时间的平均情况。图2—4的结果是包括了雨幡内外的观测、计算的平均结果。

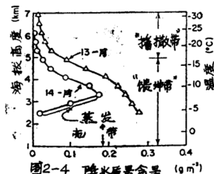


图2—4 1975年1月13日和14日，从观测到的雷达反射率因子算出的降水含水量的垂直剖面图。

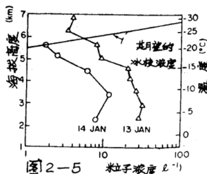


图2—5 1975年1月13日和14日观测到的降水粒子（直径70—1040微米）平均浓度的垂直剖面图。（图中还标出了云顶附近的自然冰核浓度）。

由于在雷达亮带内用（1）式计算M不一定合适，所以图中没有标出亮带的M值。M值随高度的降低而增加表明降水在增长，而M值随高度的降低而减小（例如图中1月14日曲线在3.3公里高度以下的情况）则是由于蒸发造成的。从图中还可看到，这两天降水粒子在"播撒带"增长造成的降水含水量占总降水含水量的大约20%，其余的80%是在下层的"馈增带"形成的，由此也可看出，在成层云"馈增带"冰粒增长是重要的，在第3节再讨论这个区维持降水增长的上升运动情况。

图2—5是降水粒子（直径70—1040微米）平均浓度的垂直剖面图，浓度变化范围为每升

2到30个，并随高度的降低而增加，图中还画上了相应的冰核浓度〔用Fletcher（1962）的结果〕，以作比较。在大约6公里以上高度，自然冰核浓度已足以解释观测到的冰粒浓度了，但是到了低层，观测到的冰粒浓度比该处冰核浓度要大3到4个量级，其中，较大的冰粒也许是在高层核化然后落到低层来的，但是，那些直径小于0.19毫米的小冰粒占低层冰粒浓度的60%以上，它们必定起源于低层云中，因为假如它们是在高层核化的，下落途中在我们观测到的相对湿度下因凝华而增长，则到它们落进低层云中时，它们的直径会大大超过0.19毫米了。因此，在低层大概有某种冰晶繁生机制在起作用，由于降水粒子相互碰撞而造成的破碎繁生机制（Hobbs和Farber，1972，Vardiman，1978）可能是重要的，特别在高度低于－16℃层的云区，那里有枝状及中度结淞聚合雪晶，更易产生破碎繁生。在图2—5中也可以看到，1月13日和14日在上述云区中，小冰粒浓度明显增加了。另一个冰晶繁生机制是在温度为－3℃到－8℃的云区中，由于云滴被撞冻迸射出冰晶碎片（Hallett和MossoP，1974）。在1月13日，我们在这个温度区间的云中观测到了结淞的冰粒（图2—2c），在有的地段观测到有液态水，因此这天"结淞繁生"机制大概较为重要；1月14日，冰粒浓度一般较小，在Hallett—Mossop机制起作用的这个温度区间也没有观测到液态水。

4、雨带内外的垂直运动

观测到在"馈增带"中，大范围成层云以及降水的强烈增长持续好多小时，说明了云中存在着大范围成层的上升气流，由于这类上升速度一般只有每秒几十厘米，用飞机直接观测或多普勒雷达观测都难于精确测量，只能根据间接方法推算。方法之一是采用"质量通量法"算出满足观测到的降水增长值的净上升速度剖面，在那些不存在对流运动或对流运动很弱的区域（例如在1月13日和14日的"馈增带"），这种算出的净上升速度将与成层上升速度很接近。在Hobbs等（1976）所详细介绍的这种"质量通量法"中用到了这样一个事实：即在稳态云中，在任何高度层次的云中，都没有水份的净积累，已知各层顶和底的降水率（根据雷达观测）以及净水汽含量（根据飞机和探空观测），就能算出各层顶部和底部的净上升速

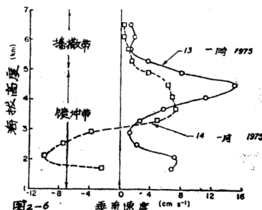


图2—6 采用质量通量法算得的1975年1月13日和14日的净垂直速度剖面。
（正值表示上升速度，负值代表下沉速度）。

度。把云层分成许多层次，由此就可算出整个云层中净上升速度的分布。

图2—6是用这个办法算出的相应于图2—2a和2—3a观测时段的净垂直速度剖面。1月13日，在高度4.5公里（也即在暖锋面以上0.6公里）处出现最大上升速度，其值达15厘米/秒，显然是由于稳定的暖锋超越造成的，且维持了在“馈增带”降水的大量增长。在1月14日，上升运动较弱，在3.7公里高度出现最大上升速度，为每秒7厘米，这点由14日“馈增带”的降水增长缓慢也反映出来。在14日3公里以下高度的蒸发区，发现有下沉运动。但是由于在这个区域的干空气可能还没有处于稳定状态，所以图2—6中算出的下沉速度可能是太大了，实际值可能在零与计算值之间。Browning和Harrolb（1969）采用等熵分析算出的暖锋面以下的下沉速度约为3—7厘米／秒。

用垂直指向的多普勒雷达观测了cp—3雷达站上空的更为详细的垂直运动结构。用垂直指向多普勒雷达可以直接观测到降水粒子的平均反射率加权垂直速度（多普勒速度V_D），它与降水粒子的平均反射率加权末速（V_P）以及雷达上空的空气平均垂直速度（W）有如下关系：

$$W = V_D - V_P \qquad (2)$$

这里上升速度取为正。若估算出V_P，则由（2）式就可算出W。对降水粒子是指数谱的降雪，则通常用如下关系，（Atlas等1973）估算V_P：

$$Vp = CZ_P^d\left(\frac{\rho_o}{\rho}\right)^{0.4} \qquad (3)$$

式中V_P单位是厘米／秒，c和d是经验常数，ρ_o和ρ分别为地面及雷达站上空取样高度处的空气密度。式中的密度项表示了空气密度对降水粒子落速的影响(Foote和DuToit,1969)。但是，在我们这个情况下，在中空及低空观测到的粒子尺度谱中缺乏直径≲0.7—1毫米的粒子，所以严格说来，粒子谱不是指数谱；另外还可以从图2—2c中看到，在低空的降水粒子结淞比高空严重，特别是那些直径超过0.6毫米的冰粒更是这样，以上两种情况使得在低空大粒子对V_P贡献较大，因此，指数式雪谱的V_P—Z关系式（适用於云的高层）计算出的低空的V_P值就偏小了，为要在中空和低空应用（3）式，就必须修正C值。上面已介绍过用质量通量法较好地计算出相应於图2—2和图2—3观测时段，在雷达站上空的平均垂直速度剖面(图2—6），则可以令C随高度而变化，使由（2）式算出的一定高度处的平均W值与相应高度上由质量通量法算出的净垂直速度值相等，由此算出，在高空C值约为70，在低空约为95。由于云中雪粒形状和尺度谱有空间变化，所以由（2）式与（3）式算出的冰云中的垂直速度的误差，可达±0.25米/秒。

用（2）式和（3）式计算了1月14日云中的垂直速度（图2—3c）可以看到，在5公里高度以上的“播撒带”中的发生胞周围既有上升运动也有下沉运动，发生胞中心强回波区，上升速度可达60厘米/秒，紧靠着发生胞外边的弱回波区，下沉速度可达50厘米/秒，以上观测结果与（arbone和Bohne（1975）以及Heymsfield（1975）的研究结果类似，都说明冰粒是在发生胞上升气流区生长起来的，直到最后落出发生胞，或者被辐散气流带出发生胞。

在约3公里到5公里高度之间的稳定云区，一般垂直运动较小（图2—3c），但是在3公里高度以下，既有强下沉运动(最大速度100厘米/秒)，也有弱的上升运动，大概是由於降水蒸发冷却了的气泡的负浮力造成的，并且这类垂直运动在那些雨幡伸到蒸发区的地方最强，例

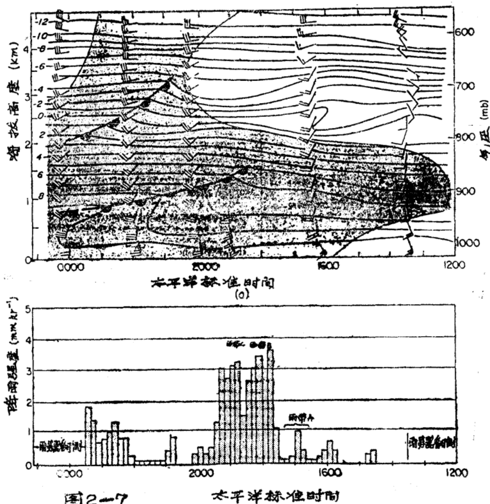


图2—7a　1976年12月14日根据欧欣海滨探空观测得到的气温（等值线单位是℃）、风、锋面以及云区（涂黑的区域）的时间—高度剖面图。（b）1976年12月14日在欧欣海滨的地面降水强度（毫米/时）。

如图2—3中在1040PST时就是这样。

四、与浅薄液态水云结合在一起的暖锋雨带

以下研究与低空暖锋对应的雨带的一个例子，这种类型的雨带结构和其中的微物理过程与以上讨论的波状雨带的情况形成了鲜明的对比。

1、天气形势

1976年12月14日，有个锢囚锋系从太平洋移向海岸，暖锋临近华盛顿州海岸时，先有大范围成层云系到来。根据在华盛顿州海岸欧欣海滨所做的一系列探空观测，做出了温度的时

间一高度剖面，如图2—7a所示，由图可见，在大范围的云区中可以定出两条暖锋，在每条暖锋上都有对流不稳定区，从图2—7b的十分钟平均降水强度演变可以看出在欧欣海滨有几条雨带过境，其中有三条雨带（即图2—7b中的雨带A、B和C）位於低层暖锋的前面。

2、雷达显示的雨带结构

图2—8是雷达反射率因子的PPI素描图，其中可以明显地看到雨带A、B和C,雨带平行於地面暖锋，并向东北方向移动，移速约11.5米/秒，雨带一般宽为20—30公里，长为80—140公里，彼此相隔40—50公里，因此它们比上节讨论过的波状雨带大2—4倍。以下我们主要讨论雨带B。



图2—8　1976年12月14日1729PST的雷达反射率因子PPI图。(稀点区代表反射因子为15—20分贝，密点区代表20—25分贝，涂黑区代表25—30分贝。图中还画上了高度1公里处暖锋的大致位置）。

图2—9是通过雨带B的雷达反射率因子的时间—高度剖面图，可以看到雨带（涂黑的区域）几乎完全位於0℃层高度以下，图中两个嵌在高空对流不稳定区中的发生胞特别显眼，从其中拖下几乎是垂直的有着较大反射率因子的雨幡。

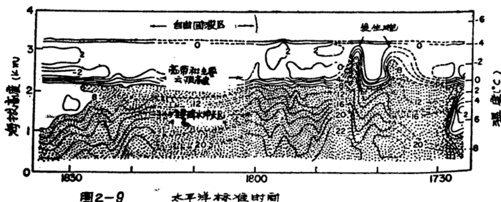


图2—9　1976年12月14日在欧欣海滨上空雨带B的雷达反射率因子（分贝）的时间—高度剖面。（虚线处表示该处没有雷达观测资料）.

3、降水增长

在雨带的0℃层以下高度，用飞机观测了直径范围为 0.025—0.4毫米的滴谱，因为在这个取样区域还有直径超过0.4毫米的滴，所以必须把测到的滴谱外延凑成完整的谱。假定在外延部分，滴谱是指数分布的，并不考虑单位直径间隔中浓度小于10^2米$^{-4}$的滴，选择好外延部份谱的斜率，使由谱算出的雷达反射率因子与取样区近于同时的雷达观测值之间的差值在±1分贝之内。

除了外推方法引起误差之外，滴探头的取样体积过小（约每秒1升）也会使微物理测量缺少代表性，所以飞机观测的尺度谱上下可差一倍。

图2—10是在雨带B内水平飞行8—12公里观测并计算得到的三个平均外推谱及相应的浓度和云内降水强度，当高度从1.7公里下降到1.1公里时，降水强度从0.4毫米/时增加到1.1毫米/时，而滴浓度从2926升$^{-1}$减少为775升$^{-1}$，在这些观测以及其它的观测中都发现，直径小于0.13毫米的滴浓度向下大约减少了四倍，而直径大于0.13毫米的滴浓度则增加了大约二倍，说明了雨带中，直径小于0.13毫米的滴会因冲并而增大成大滴。

飞机观测指出，雨带B的主体云区会受到上面落下来的冰粒的播撒，这些冰粒最大直径可达1毫米，有些冰粒是在高空发生胞中形成的。冰粒一旦融化，就会形成直径可达0.45毫米的滴，成为捕获者，有助于激发雨带B顶部附近的冲并增长过程。

根据外推滴谱算得的云内降水强度（R_0）与观测到的雷达反射率因子（Z）有如下回归关系：

$$Z = 16R_0^{1.32} \qquad (4)$$

$$R_0 = 0.12Z^{0.76} \qquad (5)$$

式中Z的单位是毫米^6/米^3，R_0单位毫米/时。由上式就可以根据0℃层以下高度观测到的Z值估算出雨带B中的R_0值，由于滴的取样误差以及滴谱本身有时空变化，所以由上式算出的R_0

值只能有上下可差一倍的准确性，图2—11就是由图2—9中的Z值根据（5）式算出的雨带B中R_0的平均垂直剖面，在高度为0.2—1.8公里的区域，R_0随高度变化最大，说明在这个区域降水增长最快，由于这个区域的温度均已在2℃以上，所以这里的降水增长必定是暖云过程。

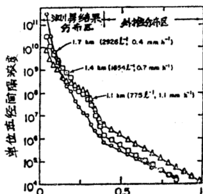


图2—10　雨带B中在高度1.7公里处（圆）、1.4公里处（方块）和1.1公里处（三角）观测到的滴谱分布，还标出了每个谱的滴总浓度（升$^{-1}$）和云内降水强度（毫米/时）。

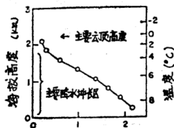


图2—11　由图9中观测到的雷达反射率因子根据（5）式算出的雨带B中云内降水强度的平均垂直剖面图。

有趣的一点是（4）式与下式类似：

$$Z = 16.6R_0^{1.55}$$

上式是Blanchard（1953）根据夏威夷地形云降水得来的，该地形云与这里的雨带B一样，也是由暖云过程控制着降水的增长。

4、雨带中的气流

用CP—3雷达的锥形扫描方法可以观测到雨带区域的风场，每次锥形扫描是由一组不同仰角下（从0°—19°）天线扫描观测组成的，扫描中在雷达射来方向每相隔0.26公里的射程范围内测定雷达反射率因子及降水粒子的平均径向速度（Vr），然后用下述的两种方法计算雨带中的气流场。

VAD方法（“速度—方位显示”方法，Probert—Jones，1960；Battan，1973）是根据围绕雷达的一个水平圆圈上的Vr测量值以及沿此圆圈的粒子平均速度估算值（$\overline{V_t}$）来确定风的平均运动学性质，从Vr的第一谐量、从$\overline{V_t}$和零级谐量得出的平均散度、由第二谐量得出的平均变形和膨胀可以算出平均水平风速和风向（Browning和wexler，1968）。改变天线仰角或VAD水平圈的半径就可得到不同高度的VAD测量。就像Harrold（1966）以及Browning和Wexler（1968）所讨论过的那样，只要天线仰角不超过27度以及VAD水平圈的半径不大于20公里，就能把由于围绕VAD圈V_t的变化或在风速垂直强切变区天线仰角的差异所引起的散度和变形误差减为最小。我们就是采用这两种办法来减少误差的。

图2—12是1807PST用VAD方法算得的雨带B中直径分别为与11、15和21公里的圆形区

域散度的垂直剖面图，当时雨带B中心部份正好位于雷达站附近。VAD的观测表明，暖锋面以下主要是辐合(用散度的负值表示)，暖锋面之上为辐散。飞机和探空观测还表明，暖锋面之下是稳定的，几乎没有什么湍流，说明在这里观测到的辐合与深厚对流无关，而是由水平的力造成的。根据目前的研究虽然还不能详细了解雨带B的动力学，但可以估计会出现两种作用机制，第一种机制是根据雨带是位于斜压区前缘这个事实，可以认为锋面附近风向改变在一定程度上会引起辐合，多普勒雷达观测以及探空观测（见图2—7）都表明，在雨带区域内存在着17—20°的风向变化；第二种机制可能是边界层的摩擦力引起的，因为这条雨带几乎全都位于约2公里高度之下，所以边界层过程对雨带形成起着关键作用。

图2—12中几条廓线非常相似，说明雨带内从11公里到21公里的范围之内风场变化很小，Vr 的观测误差造成的散度误差不会大于0.5×10^{-4}秒$^{-1}$，图中的最大散度是2.5×10^{-4}秒$^{-1}$左右，与Wexler（1967）以及Browning和Wexler（1968）用VAD方法所测得的值差不多。

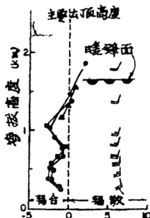


图2—12 1807PST在雨带B中用VAD方法观测计算得出的散度和风速的垂直剖面图。〔涂黑的符号，代表VAD圈的不同直径：三角（21公里），园（15公里），方块（11公里）〕。

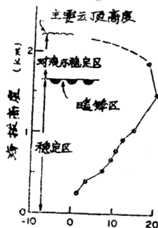


图2—13 1807PST在雨带B中心部份直径为15公里的气柱内，用VAD方法得到的平均垂直速度分布廓线。

将图2—12中测得的散度对气压积分，就可算出垂直速度随高度分布，图2—13就是由此算出的雨带B中心部份直径为15公里的气柱内平均垂直速度（$\overline{W}$）的分布廓线图，由于在计算$\overline{W}$时，因散度误差引起的误差随高度是累加的，故解释图2—13时要倍加小心。图中的虚线是为使云顶$\overline{W}\approx0$而估算出来的。

由图2—13可见，在雨带B的暖锋面所在高度附近，出现了最大升速，其值达20厘米／秒左右，在它下面的稳定区域则有较弱的上升气流，很明显，这种稳定的升速为这个区域的降水增长提供了条件，这在上一小节已讨论过了。

根据图2—13的升速廓线，再假定云中是对水饱和的，凝结水全部转化为降水，算出可以形成的地面降水强度是1.9毫米／时左右，这比翻斗式雨量器实测得的降水强度（3.0毫米／时）稍小。二者的不一致可能是观测降水强度误差或风场散度测定误差造成的，也可能是由于雨带在消散中上升运动减弱引起的，雷达也的确观测到，在雨带B进入内陆时，回波结构变松散了，但是由于最后雨带移进了奥林匹克山区（图2—8）的杂乱回波区，无法跟踪它的整个生命史。

采用VAD方法可以确定雨带中风场的水平梯度，从而可大体了解雨带的二维性。考虑一个座标系，x轴垂直于雨带，y轴平行于雨带，u和v分别在x轴和y轴方向的水平风速分量，则根据Browning和Wexler（1968）的工作，可得：

$$\frac{du}{dx}=\frac{1}{r\cos\alpha}\left(\overline{V}_f\sin\alpha-\frac{a_0}{2}-a_2\right) \qquad (6)$$

$$\frac{dv}{dy}=\frac{1}{r\cos\alpha}\left(\overline{V}_f\sin\alpha-\frac{a_0}{2}+a_2\right) \qquad (7)$$

试中α是雷达天线仰角，r是VAD圈半径，ao是Vr的零次谐量富里埃系数，a_2是Vr的第二谐量的富里埃系数，图2—14就是由上两式算得的雨带B中$\frac{du}{dx}$和$\frac{dv}{dy}$值的垂直分布。由图可见，在暖锋面以下，雨带中的u分量是辐合的，v分量是辐散的，且dv／dy值常常是du／dx值的30—50%，说明在观测时，雨带B的风场实质上不是二维的，对其它日子观测到的雨带用VAD方法初步的研究也进一步说明雨带二维性的假定只是近似的，但由此引起的偏差不大，仍可用以下描述的雷达高显方法定性分析雨带中的流场。

用高显方法可以观测垂直于雨带的剖面上的v_r值，进而估算垂直剖面内的流场。图2—15a是1700PST在垂直于雨带B的剖面上雷达反射率因子分布，图2—15b是降水粒子平均径向

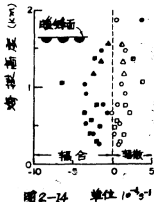


图2—14 1807PST在雨带B中采用VAD方法求得的du/dx（涂黑符号）和dy/dy（空心符号）的垂直分布图。符号的意思与图12相同。

速度Vr的水平分量（Vr／cosα）的分布。因为雨带B正以11.5米／秒的速度移向雷达站，从图2—15b可以看到，这个速度比它前缘的风速还快，特别在0.6公里高度以下更是这样，因此就有一股强劲的低层气流进入雨带B的前缘。Hobbs等（1975）和Houze等（1976a）也曾观测到中尺度雨带中这类低层气流。从图2—15b还可以看到，沿着雨带B的前缘，在0.6—

1.2公里高度之间，有一个弱的入流区，而在1.2公里高度以上则是出流区；沿着雨带的后侧，0.4—0.8公里高度之间是入流区，它的上方则是深厚的出流区。

雨带B前后缘低层都是入流说明这里有辐合，即du／dx<0，由图2—15b的风场资料就可算出du／dx的分布，如图2—15C。从这样算出的du／dx值与VAD法得出的du/dx值（图（2—14）都可看出，雨带中的辐合区主要位于1.5公里高度以下，进一步证明了雨带B是在低层形成的。

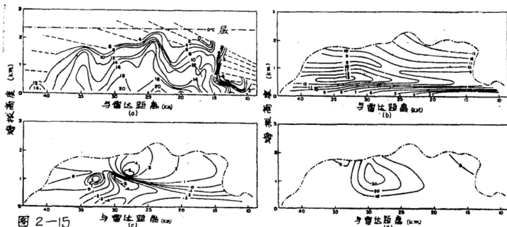


图 2—15

图2—15 1700PST垂直于雨带B轴的剖面图：（a）雷达反射率因子（分贝），虚线表示回波区外面达雷波束路径；（b）由多普勒雷达观测得出的沿雷达波束方向风速水平分量（米／秒，并向东北方向速度为正）；（c）du/dx（10^{-4}秒$^{-1}$）的分布，负值表示水平辐合；（d）垂直速度（厘米/秒）。

对图2—15c中的du/dx值垂直积分就求得雨带B中垂直速度的分布，如图1—15d，积分步长是30毫巴，并设地面的du/dx＝0，由于积分中假定dv/dy＝0，故图2—15d中的垂直速度值只能看作是粗略估计值，一般说来，这样算得的升速（最大可达35厘米/秒）与用VAD法所求得的值差不太多。

五、小结

本文介绍了有关暖锋的云和降水的一些研究。所用外场观测资料是由垂直指向多普勒雷达平面显示观测、两架飞机仪器观测、序列探空和雨量器观测得来的，所研究的暖锋降水，既发生于深厚的冰云，也发生于不厚的液态水云。就像Hobbs等（1980）对宽冷锋雨带的研究那样，在深厚的暖锋冰云中的降水增长通过“播撒一馈增”机制而进行。“播撒带”位于5公里高度以上，其中的对流发生胞是产生冰粒的最重要源地，在这些发生胞中，大冰粒因结淞、凝华和聚合而增长，在其中观测到升速可达60厘米/秒，而在发生胞的外围，下沉速度可达50厘米/秒。地面观测到的波状雨带，起源于“播撒带”中线状排列的发生胞中落下的大量大冰粒；在线状排列的发生胞外围的零星分散的发生胞及成层云产生较小的播撒冰粒，下落增长形成雨带之间的较弱降水。

平均说来，大约20%的地面降水量是冰粒在高空“播撒带”增长形成的，其余80%是在“馈增带”因凝华和聚合增长而形成，这个“馈增带”位于5公里高度之下，是一个宽广、浓密的成层云区域，其中净升速可达15厘米/秒，主要是由稳定暖锋的超越和大范围辐合造成的。在“馈增带”的冰核浓度看来比观测到的冰粒浓度（可达每升30个）小很多，说明在这个区域有某种冰晶繁生作用。

低层暖锋附近隐嵌在浅薄液态水云中的雨带的降水几乎都是在0℃层以下增长起来的。对其中一条雨带飞机观测到的粒子谱说明了并合增长是重要的，并说明了雨带上面落下来的冰晶聚合体对雨带也有微弱的播撒催化作用。这些冰晶聚合体融化形成的滴足够大，能在雨带中激起并合过程。但是这类冰粒对此是否起了决定性作用则还不知道。

用VAD方法和雷达高显风场观测研究了雨带中的气流场。通过VAD分析得出，雨带中暖锋面以下的区域，风的u分量（垂直于雨带的轴）是辐合的，而风速的v分量（平行于雨带轴）是辐散的，因此雨带不是真正二维的。风场的总的作用是在雨带的暖锋面以下的稳定区形成强烈的水平辐合，暖锋面之上则是水平辐散。暖锋面以下的辐合可能是稳定锋区内风向改变造成的，雷达高显对风场的观测也表明，与这种辐合相联系的是沿雨带的前后缘低层是个入流区，由VAD法得到的散度垂直积分算出在雨带中暖锋面附近出现上升速度的峰值，达20厘米/秒左右。

陆煜钧译自J.Atmos·Sci.1980，Vol.37，No.3，P597—611，游来光校

III 暖锋雨带中空气的运动和降水增长

ROBERT A·HOUZE, JR, STEVEN A·RUTLEDGE,
THOMAS J·MATEJKA, PETER V·HOBBS

摘　要

在温带气旋风暴试验计划（CYCLES PROJECT）中获得的多普勒雷达资料和机载云物理观测表明，温带气旋中暖锋雨带的降水过程的特征为低层云被中尺度上升气流所加强。冰质点显然在浅发生胞的高处形成并向下飘落，在融化层之上经历聚合过程。这些研究证实，低空中尺度上升气流在为质点下落通过锋面云的下部时的撞冻增长提供凝结充足的云水方面起决定性作用。

一、引言

本文是对从太平洋移到华盛顿州来的温带气旋中云和降水的中尺度结构所作的一系列分析中的第三部份。在第一部份中，Hobbs等，（1980）叙述了与典型冷锋相联系的中尺度雨

带。在第二部份，Herzegh和Hobbs（1980）研究了气旋暖锋区中的雨带，本文是对暖锋雨带的进一步研究。

暖锋雨带具有中尺度特征，在其中与暖平流和气旋中一般的上升运动相联系的大范围降水是被增强的。大范围锋面降水的一般特点是冰粒子在高处形成并在向下飘，落中增长，进入直线清晰的融化带，冰晶常常产生于浅对流发生胞（generating Cells）从那儿垂下长而倾斜的雪幡，形成独具特色的雷达回波图象（Battan,1973）。这种胞在暖锋雨带附近尤其值得注意，它对增强该地区降水起了显著作用。Houze等（1976年b）和Hobbs、Locatelli（1978）指出，降水质点的大部份增长发生在含胞层底下。Herzegh和Hobbs（1980）应用雷达反射率垂直剖面观测，定量估计这些结果，指出降水质点增长的80%发生在他们落出发生胞之后。在暖锋雨带中直接取样表明，质点进到融化带时，主要增长机制是“聚合”（Matejka等，1980）。Herzegh和Hobbs（1980）指出下落质点经过融化层前后也靠“清扫”较小的云滴而增长。

这些结果说明，高空浅发生胞并不靠它们自身来增加降水。更确切的说，降水质点的大部份质量是当它们落经高度较低的层云时获得的。只要在云的较低层水汽凝结给冰晶提供大量液水，那么来自高处胞的冰晶就帮助了云水向降水的微物理转化。

Herzegh和Hobbs(1980)发现，中尺度抬升增强的云区与他们所研究的其中一条暖锋雨带相联系。这个结果使人联想到在低空的中尺度抬升是从动力学上增强水汽凝结，因而产生厚的丰水云。

因此，从以前的研究看来，暖锋雨带降水的增强可归因于：①高空“播撒带”产生冰晶，冰晶自高处落下，促进低层“馈赠带”中凝结的云水向降水的微物理转化；②中尺度抬升的增强，通过低空水汽的凝结作用而增加“馈赠带”的含水量；③以上两种机制的结合。

我们在本文中用个例研究证实，两种机制配合发生，而低空的中尺度抬升对解释暖锋雨带的降雨量是决定性的。

二、资料

本研究用了华盛顿大学温带气旋研究计划中1977年12月13日所获取的资料。

三、空气运动计算方法

此研究中用了两种推导雨带内空气运动图案的方法。第一种方法是推导与雨带正交的垂直平面上的空气运动图案。这个二维空气运动图案是由CP—3多普勒速度探测导出。水平轴X垂直于雨带，高度Z。水平风在X方向是U。从雷达资料确定的U值，在X—Z平面上作等值分析并在Cartesian网格中被内插。水平间距取2.60km，垂直间距取0.33km。水平散度$\frac{\Delta u}{\Delta x}$对全部区域进行计算，△X取5.2km。我们假定，沿着雨带的风速V指向Y轴，正交于$x—z$平面，它的散度比起$\frac{\Delta u}{\Delta x}$要小。二维连续方程：

$$\frac{\Delta w}{\Delta p}=-\frac{\Delta u}{\Delta x} \qquad (1)$$

这里P是压力，w≡(dp／dt)垂直速度。通过积分（1）式得出在垂直方向上以0.33km为间隔的w，下部边界条件为垂直速度取0，P和z具有互换性，他们通过流体静力学式子$\delta P=-\rho g\delta z$相联系，这里g是重力加速度，ρ密度由$\rho_0\exp(-Z/H)$给出，这里ρ_0是地面密度，H是标高。

从多普勒雷达观测值推导空气运动的第二种方法是Browning和Wexler（1968）的“速

度方位显示”（VAD）法，在这里，用傅里叶系数表示在给定距离和仰角上获得的各方位的径向速度。对于由距离和高度角所确定的圆形区域，博里叶系数的不同代数组合决定了水平风场的运动学特性，如平均速度和方向、散度、变形和膨胀轴的走向。我们用这个方法计算了垂直方向上八层的散度并用连续方程计算相应的垂直速度分布图，这时下边界条件取垂直运动为0。

Browning和Wexler的散度计算方法需要粒子下落速度V_t的讯息。当多普勒雷达垂直指向时我们测得$\overline{V}_t$约为$7ms^{-1}$。

根据VAD资料，就能计算散度的两个分量$\partial u/\partial x$和$\partial v/\partial y$。细查这两个分量，我们肯定了第一种方法作出的二维假设的确实性。

为了将由于可检测的降水只是局部地充满VAD圆质点落速的空间变差和垂直方向上强的风切变所引起的VAD误差减少到最小程度，在我们的整个计算中，限制仰角最大只到9°以及VAD圆的最大半径为9km。小山或其它地形面貌不影响这些观测和计算，因为在离雷达9km的距离范围内80%为海洋复盖，其余20%为很低的平地。

四、水平型式

在1130—1230PST，我们用卫星所看到的锋面云图象是十分典型的，从太平洋移到华盛顿州（图3—1a）的气旋。雷达所显示的降水型式见插图。国家气象局的地面图分析（图3—1b略）。当我们详细观测之后，锋面正在向海岸移动。时间稍后的500mb形势图3—1c（略）。

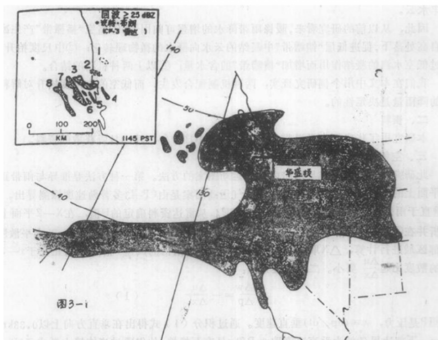


图3—1a 地方标准时1145的锋面云卫星观测。阴影区是从红外图象勾出轮廓。插图是矩形影区的放大，显示了降水的水平型式（雷达回波≥25dbZ）它由雨带1—8组成。

我们作了细致研究的雨带在图3—1a的插图中标号为3。在前导雨带1—3和后随雨带4—8之间发生了方向转变。雨带取向的这种变化对这类气旋风暴来说相当典型。Hou ze 等（1976.b）用这种取向变化将雨带分为不同的类型。根据他们的分型，第一组雨带叫“暖锋雨带”。雨带3是随气旋通过研究地区的最后一条暖锋雨带。

五、雷达反射率截面

图3—2表示与雨带相联系的雷达反射率图象的垂直剖面。在2km处明显地出现高反射率的融化带，突出地说明了雨带降水基本上属成层结构。如果在融化层高度相当大的范围内具有对流尺度的上升和下沉，那末融化带将是不规则的、不连续的或是完全模糊的，3km 以上雷达回波极少呈层状。24dbz等回波线上的三处扰动像是来自发生胞的雨幡生成物。这已为飞机穿过3、4和5km高度的资料所确认（见第9节）。发生胞雨幡之下水平均一结构（图3—2）同以前的研究是一致的，在该研究中飞机穿过发生胞以下的雨带云层，表明一般是结构均匀的，没有对流的迹象（Houze等1976a；Matejka等1980）。

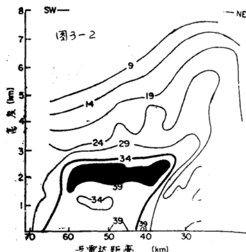


图3—2 与雨带正交的垂直平面上的雷达反射率图。资料取自212°经向（从布朗港），1977年12月13日地方时1130。

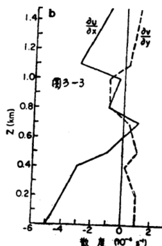


图3—3b 暖锋雨带中用方法Ⅰ计算出的∂u/∂x、∂v/∂y的垂直分布。这些值代表着半径为9km圆形区域内的平均散度。

六、散度

根据地方时1130的多普勒速度资料用方法Ⅰ计算的 $\frac{\Delta u}{\Delta x}$ 分量见图3—3a的x—z平面。若雨带是二维的，这个分量即水平风的散度。图3—3以及以下所有包含用方法Ⅰ算出的流场图，所指出的数值只限34dBz回波廓线界内。此线之外得到的多普勒速度构成了不合实际的垂直

风切变，所以是不可靠的。在低空（低于2km）$\Delta u/\Delta x$ 值全都在 -2×10^{-4}至$-5\times10^{-4}S^{-1}$范围内。这图形连续地延伸通过雨带，表明低于2km雨带的云与相当均匀的中尺度辐合区恰好重合。靠近雨带的后边缘（离雷达60km），辐合区向上伸延到回波顶。回波中段是辐散，数值与辐合差不多。

在地方时1200，雨带的尾段正处于雷达测区中心，所以在图3—3a中（略图）虚线框出的区域可用VAD方法。得自这个区域的散度分量的分布图见图3—3b。$\partial u/\partial x$项占优势，从地表的$-5\times10^{-4}S^{-1}$到1.5km—的$-1\times10^{-4}S^{-1}$。这些数值同那些在图3—3a（原文为图3—3b—译者注）中虚线区的值非常一致。这些结果支持了在方法I中二维近似的有效性。

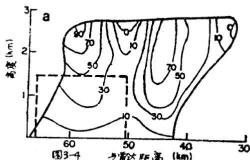


图3—4a 从方法I获得的垂直速度图形。外部边界线是34dBZ，虚线代表VAD分析区域。

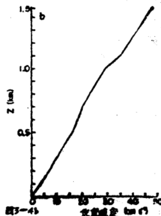


图3—4b 从方法Ⅱ获得的垂直速度分布，这些值代表半径为9km圆形区域内的平均垂直速度。

七、垂直速度

通过图3—3a的$\Delta u/\Delta x$场及公式(1)计算的垂直速度w，在整个雨带回波中都是向上的，具有10cm/s的量级。所以3km以下的整个雨带可被看作一种中尺度上升运动特征。正如图3—2讨论中所注意到的，对流单体显然位于3km以上。用VBD方法计算（图3—4b）的垂直速度分布同方法Ⅰ计算的图3—4a中虚线区的值，两者非常一致。例如：在虚线区内与图3—4b同一高度上的平均垂直速度为28CmS^{-1}。由于根据两种独立的测量(间隔30分钟获取的)所计算的垂直速度极好地一致，所以我们认为用两种方法计算的垂直速度是准确的。

八、地面气压

与雨带相联系的垂直速度和辐合增强的区域向下伸展到行星边界层(最低1km)。在边界层内的辐合和垂直运动与穿过等压线的气流有关。因此，伴随着辐合和垂直速度的中尺度扰动，可以期望在地面气压场有中尺度扰动。以前的气旋研究(Houze等1976b)中已经注意到与雨带相联系的中尺度气压扰动。雷达所在地的气压计曲线显示了该雨带经过时的这种扰动。

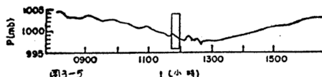


图3—5 在布朗港的气压计曲线. 框出部分代表暖锋雨带通过时的前沿和后翼，它是由降水资料所确定的.

尽管埃克曼层理论对我们的雨带尺度的适用性如何还有些疑问，还是用它根据观测的气压扰动去估算垂直速度，方程（见Holton，1972）。

$$W_E = \frac{D}{2\pi\rho f}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \qquad (2)$$

这里w_E是埃克曼层顶的垂直速度，D是埃克曼层厚度，f是科里奥利参数。

与雨带通过相联系的$\partial^2P/\partial x^2$值是从气压计曲线(图3—5)估算的。假定靠近雨带前沿的气压曲线下倾是雨带导致的气压扰动。理想的情况下，这个下倾应位于雨带的中心。可能由于计时上有几分钟误差引起了气压与降水记录的这个细小不吻合。估算下倾中心点的$\partial^2p/\partial x^2$值为2.2—2.6×10^{-3}mbkm^{-2}，假定D＝1km，$\rho=1.15$kgm^{-3}和$f=1.07\times10^{-4}S^{-1}$，我们求得在1km高度上的垂直速度为28—34cmS^{-1}。这些值同由多普勒雷达资料同Ⅰ、Ⅱ两种方法计算的W值一致。

九、在融化层之上云和降水结构的机载观测

B—23飞机在海拔3、4和5km高度沿东北—西南向穿过与雨带相联系的云。这些航线位于图3—2中融化层上方的发生胞的云幡区域内。下面是这些航线上获得的云的微物理观测结果。

1、冰晶浓度和云液水含量

在5km（图3—6）测量到的冰晶浓度普遍地高（20—60升$^{-1}$）。在太平洋标准时1145、1147和1150的陡峰显然与发生胞的雨幡相对应。在带的东北边和西南边两处冰晶浓度的极值与含水量的峰值恰好一致。由于必须存在一定强度的上升气流才能维持在有冰晶情况下的这种含水量峰值，所以我们断定这些观测值是在活跃的对流环型层内取得的。虽然从雨带的前部到后部一连串的探空上升曲线不是很清楚，但是的确表明这个层可能接近于湿绝热。在太平洋标准时1147没有含水量峰值出现，意味着产生这种特殊云幡的上升运动业已终止。

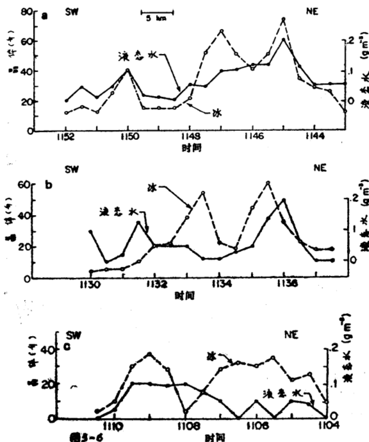


图3—6　得自飞机航线上的液水含量(实线)和冰晶浓度(虚线)。(a)在5km高度航线上(−14°C)的液水含量(gm−3)和冰晶浓度(每升)。(b)在4 km高度(−8°C)。(c)在3km高度(−4°C)。

在4km，观测结果基本相似于5km（图3—6b）。观测到两个冰晶浓度峰值，其中的一个（在东南侧）差不多与含水量峰值恰好重合，表明在4km处对流性上升气流也是活跃的。

然而在3km，冰晶浓度除了在1108（图3—6c）存在的低值外，整个雨带分布比较均匀，没有陡峰。穿过整个雨带，云中含水量值一般都低于0.1gm^{-3}。这些观测结果表明飞机所在高度处于对流环型层之下，从胞拖下的云幡向下延伸时变得更分散和更宽。

2、质点印模

三次穿云用复模仿（Formvar）得到的质点印模的简况见表3—1（略）。主要事实是最大质点尺度一般随高度降低而增大，在3km存在着大的冰晶聚合体（≥3mm），而在4km和5km

一般缺乏这些聚合体。所有样品都有些结淞。显然，在4—5km高度胞内所产生的的冰晶，首先靠凝华和结淞长大。正如Houghton（1950）所指出的那样，起初凝华可能起支配作用，随着质点尺度增加，结淞转为决定性的。当云幡向下扩展到3km的较暖空气层，对于产生最大质点，聚合明显地变得非常重要。这样的增长顺序同一个熟知的事实是一致的，即当周围环境温度朝0℃增加时，冰质点的聚合就急剧地增大（Hobbs 1974）。

十、雨带的水份收支

上述的雷达和飞机观测资料可以综合起来考虑雨带的总的水份收支。假定雨带处于常定状态并且在它界内没有蒸发，在雨带体积V内的凝结率C由下式给出：

$$C=-\iiint_V \nabla\cdot\rho q v\, dv=\iint_S \rho q v_n\, ds, \qquad (3)$$

这里v是三维风向量，q是水汽混合比，s是v的表面积，v_n 是v向内穿过s面的分量，应用高斯定理得到(3)式中第三个表达式。C用体积分和面积分两种方法计算。

在体积分求C时，进一步假定g的水平梯度为0，空气是饱和的。常定条件下连续方程为：

$$\nabla\cdot\rho v=0, \qquad (4)$$

并将向量恒等式

$$\nabla\cdot\rho q v=q\nabla\cdot\rho v+\rho v\cdot\nabla q, \qquad (5)$$

代入体积分导出表达式

$$C=-\iiint_V w\rho\frac{\partial q_s}{\partial z}\, dv, \qquad (6)$$

这里q_s是饱和混合比。

我们首先用(3)式和(6)式去计算3km高度以下雨带体积，图3-3—3-4中的多普勒雷达复盖区的凝结率。公式(6)中用到的v的x－z面是将上图中多普勒雷达34dBz回波廓线区截成的相当矩形区。横截面中的回波图型假定在x－z面的线Y方向可无限地延伸。我们让体积v沿Y方向延伸一个单位长度（1m）。因此，凝结率C（kgs^{-1}）是以雨带在Y方向上一个单位长度（1m）来计算的。首先对雨带的各个单元做方程(6)中的积分（$\triangle x=2.6$km，$\triangle z=0.33$km和$\triangle y=1$m）。所得凝结率场（图3—7a）一般如W的形式（图3—4a），然而最大凝结率中心所在高度比最大W中心要低，因为因子$\partial q_s/\partial z$随高度急速减小。此外图3—7a中还表示出整个体积V中总凝结率为40kgs^{-1}。这个总数中有28kgs^{-1}出现在0℃高度以下，其余12kgs^{-1}则出现在0℃与－4℃高度之间。

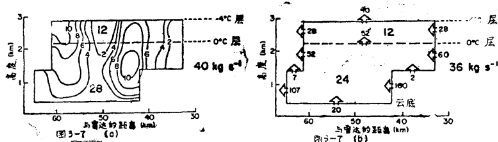


图3—7 暖锋雨带凝结率。(a)由一个取向垂直于雨带宽度的垂直平面体积分计算的凝结率($10^{-7}kgs^{-1}m^{-3}$)，(b)由通过雨带边界进行面积分计算的水汽通量（kgs^{-1}），图中雨带的法线取1m长度。

3km以下总凝结率还通过方程(3)对通过该体积（图3—7b）各条边界的水汽通量来计算。用这个方法得到的总凝结率为36kgs⁻¹，与体积分得到的值40kgs⁻¹很一致。用面积分得到凝结率的垂直分布是0℃层以下为24kgs⁻¹，0℃和－4℃之间为12kgs⁻¹，也分别与体积分得到的28kgs⁻¹和12kgs⁻¹很一致。面积分与体积分之间的一致是预料之中的事，因为二者由同一基本资料得来。体积分的被积函数场提供了较形象的凝结图（图3—7a）而面积分的各个分量（图3—7b中的箭头）给出了更为形象的出、入雨带各表面的水汽通量。

正如早先就注意到的，从多普勒雷达得到的3km以上的速度不可靠，因此不能用多普勒资料直接计算该高度以上的凝结率。为了估计它，我们首先注意到飞机观测资料所表明的发生胞出现在4—5m间，不过从图３—２上看有一点是清楚的，即发生胞可能伸展到了稍稍超过5km（注意24dBZ等值线）。所以在我们的计算中假定发生胞区域从4.0到5.5km。我们进一步假定出现的三个降水幡自这些胞中垂下。观测到的垂幡的宽度（10km）表明，每一个幡大约由三个胞来"馈增"。假定情况真是这样，宽和深都是1.5km的九个胞就都位于4.0～5.5km层。

在所取体积内应用(6)式获得胞内的凝结率为12kgs⁻¹（用$W=50cms^{-1}$）到35kgs⁻¹（用$W=150cms^{-1}$）。发生胞里W的取值是按Carbone和Bohne(1975）的观测结果。除了胞所在区域（4～5.5km）和成层结构区域（低于3km）外，凝结还明显地发生在这两个区域之间即３—４km。这一点已为该区存在云中液态水所证明。我们应用(6)式并在假定的平均垂直速度下可以估计该层的水汽凝结。从图３—4a知，通过3km水平面的平均垂直速度为40cms⁻¹，如果假定回波顶(≈6km)的垂直速度为０，且从３到６km垂直速度的变化是线性的，则得到３到４km平均垂直速度为25—35cms⁻¹。

由图３—７，用面积分和体积分计算的不同的凝结率列于表３—２（略）并与雨带的降水率相比较。

布朗港雨量计设在雷达站，Moclips雨量器设在离雷达北北西34km，显示降雨率相差0.6倍。它们的测量值是对雨带不同部位的取样，它们是在雷达观测后30—45分获得的，而凝结计算是以雷达观测为根据的。虽然不能明确地说，哪个观测值更能反映此时此地雷达探测的雨带特征。然而主观上考虑，当雨带到达Moclips时，变得缺少完好的结构，这或许能说明该地较低的降水强度，并且意味着布朗港的观测值更能反映雨带在具有完好构造(Well-defined)阶段的特征。表３—２中根据cp—３雷达资料计算的降水率是应用Marshall和Palmer(1948）的Z—R关系式获得的。

$$Z=200R^{1.6} \tag{7}$$

这里Z是雷达反射因子，单位为mm^6m^{-3}（$dBZ=10lgZ$），R是降水率（mmh^{-1}），在气旋试验外场阶段1976年11月—12月用雷达站的雨滴谱仪（distrometer）取得的滴—尺度资料与这个关系式相一致。然而当用（７)式查对雨量计资料(J.W.Wilon，个人通讯)时发现，cp—３雷达反射率值低4.3dBZ。因此，在应用（７)式之前，我们给反射率记录加上这一数值，这样从雷达资料获得的地面降水率58kgs⁻¹同pt Brown雨量计记录符合得很好，这进一步表明，布朗港雨量计比Moclips的雨量计更有代表性。

考虑到布朗港雨量计和雷达的降水测量能更好地表示地面降水率，我们由表3—2判定降水率R为～60kgs⁻¹，同时3km以下的凝结率C_1为38kgs⁻¹。余下的22kgs⁻¹的降水则必须用发生

在这个高度之上的凝结去解释。从表3—2中3km之上凝结的估算可看到，余下的22kgs^{-1}多于3—4km间以及4—4.5km含胞区的凝结。从表2可见，在雨带内凝结水的0.65（$=C_1/R$）发生于3km（或−4℃）以下，余下的0.35（$=1-C_1/R$）发生于−4℃层以上。

将雨带的地面降水率R除以雨带内的总凝结率C，便获得降水效率ε。从表3—2资料求得的ε值范围从60至90%。关于气旋计划期间对几个雨带降水效率的研究，Hobbs等（1980）已作过介绍。他们发现，宽广的冷锋雨带，以"播撒—馈增"过程为特征，具有80%和20%的效率，后面的值是因带的低层强蒸发所致。本文所研究的暖锋雨带，也可描述成"播撒—馈赠"型雨带，Hobbs等发现（1980）对于没有强蒸发的带来说，具有差不多80%的效率。有鉴于地面降水资料和计算的垂直速度缺少代表性等固有问题，对这些效率的估计都应谨慎看待，

十一、结论

图3—8是这个暖锋雨带的示意图。在较低处它具有成层的雷达回波特征。−4℃层以下近于均匀的中尺度抬升导致充足的水汽凝结，足以解释雨带地面降水的65%。−4℃层以上，水汽在成层状回波区的上方的发生胞里凝结。由于−4℃层以下的液滴，形成于相对雨带具有相当大的水平风地带，它们平流通过雨带平均只有20分钟的时间可供粒子增长，无论是凝结（Mason 1971）或是并合（Berry和Reinhardt 1974），要增长到可降落的尺度，这个时间可能是不够的。因此，产生于发生胞高处的冰晶，落入−4℃层以下，恰好在融化层之

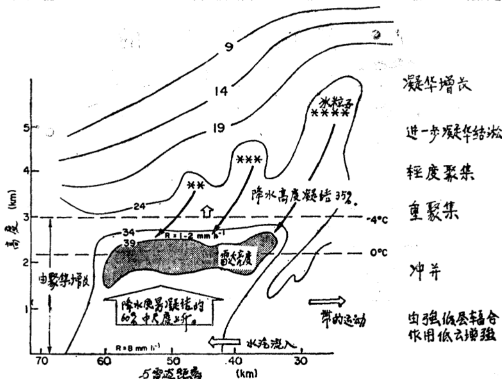


图3—8　与暖锋雨带相联系的动力学和微物理降水过程图示。雷达回波廓线来自图2。

上的聚合过程在促使低层凝结的大量液态水向降水转化中，就显然是决定性的了。与雨带有关的雷达亮带指明有大量的冰粒子飘落到较低层。应用Sekhon和Srivastava（1970）关于雪的z—R关系式，我们发现融化层之上的降雪率（对应30—40dBZ）决不会大于1—2 mmh^{-1}。而地面降水率≈8mmh^{-1}（表3—2），那么显然在－4℃层以下降水质点对云水的"清扫"作用确实是主要的。

概括起来，多普勒雷达和飞机云物理观测指出，暖锋雨带中对于大范围气旋降水的增强有下述一些主要特征：冰晶在高空浅胞中产生，在融化带之上经历聚合过程。当它们下降时撞冻水滴，这样它们就将云水转化为雨水（第一节中定义的过程Ⅰ）。在低层，增强的中尺度抬升为高层产生的降水质点的清扫作用产生特别浓密的成层云（过程Ⅱ）。这两种机制的结合实质上相似于由Bergeron（1950）首先提出的地形云降水的"播撒—馈赠"过程。然而本结果强调低层"馈增带"的重要动力学作用。在"馈赠带"里的中尺度抬升为高处生成的质点下落过程中的撞冻提供了充足的液态水。未来的研究将对此关键特征确定它的动力学缘由。

夏彭年译自J.Atmos. Sci. 1981,Vol. 38,No.3,P639—649，游来光校

Ⅳ 锋前波动云和冷锋云的垂直空气运动及微物理结构

PAUL H·HERZEGH,PETER V·HOBBS

摘　要

使用无线电探空、飞机和垂直指向多普勒雷达资料，调查了与西北太平洋中两个中尺度降水系统有关的垂直空气运动和云的微物理结构。

发现与高空冷空气的锋前波动相联系的雨带是由深厚的（3—4km）对流核所组成。卷层云的自然播撒（Natural Seeding）把冰晶散布到全部雨带中。观测到的全部降水增长是通过冰相过程发生的。降水增长所必需的大部分湿空气，以水蒸汽和凝结物的形式从低层进入雨带，这些水蒸汽和凝结物是与广布的层云相联系。发现，组织松散的冷锋降水区是由5.5km高度以上的一个"播撒带"（Seeder）中，浅薄对流核(1～2km)引起的雪幡（snow trails）构成的。在这一层下面残迹扫过由层云组成的"馈增带"（Feeder zone）。在"馈增带"中的一个区域观测到的下沉气流和在另外区域观测到的弱上升气流，导致在此区域中降水增长比在冷锋降水系统"馈增带"中经常观测到的降水增长更为有限。

一、引言

kreitzberg 早已指出锢囚锋系冷气团上空的前沿部分，常常是由一系列干、冷空气的单

个脉冲所组成，这些脉冲称为“锋前波动”（Prefrontal surges）。后来的研究（kreitzberg和Brown，1970；Browning等，1973；Hobbs，1978；Matejka等，1980）指出，锋前波动和沿着这些波动前沿可能发展的中尺度波动雨带，在美国东北和西北部以及不列颠岛锢囚系统中是常见的。波动雨带的宽度（50—70km）和方位（平行于冷锋）都类似于宽冷锋雨带，宽冷锋雨带是与冷锋面以上抬升有关，在锋面云系较后部发展的（Hobbs，1978；Matejka 等，1980）。

这篇文章，作为华盛顿大学CYCLES计划而完成的一系列叙述气旋风暴研究的第四部分，所涉及的是与波动雨带和宽冷锋雨带相联系的云。此处讨论的资料包括飞机、多普勒雷达、无线电探空和地面测量的结果。我们的目的是要导出雨带中垂直空气运动定量的图象和相对于这些空气运动所观测到的降水增长图形。

Browning和Harrold（1970）以及本系列文章的第Ⅰ部分介绍的冷锋空气运动的研究，是利用多普勒雷达在垂直于冷锋的垂直面中射线速度的测量结果来测定此平面中两维气流的。利用垂直积分与此平面中水平分量相联系的散度，得到空气运动的垂直分量。象第Ⅰ部分所讨论的，当高度增加时，许多因子使得导出的垂直速度的精度趋于降低。结果，用这种方法只能得到在4km以上垂直空气运动定性的状况。特别在这个区域中，为测定垂直空气运动需要另外一种辅助的方法。为满足这种需要，将垂直指向多普勒雷达探测结果作为我们常规现场研究的一部分。利用3d中叙述的方法，就可以从这些探测结果得到雷达上空垂直空气速度的定量估计。在这篇文章中，我们介绍在锋前波动云和冷锋云中得到的垂直指向雷达探测的分析结果。在第Ⅱ部分我们已叙述了暖锋云的类似研究结果（Herzegn和Hobbs，1980）。

二、设备和分析方法

CYCLES计划的这些设备可用性的说明，在此系列文章的第Ⅰ部分中已经给出。在此研究中使用的资料，主要来源于CP—3彩色显示多普勒雷达和B—23及Sabreliner（佩剑式）飞机。

1、雷达探测

位于西雅图南45km的CP—3雷达，得到三维体扫描（Volume scan）和垂直指向测量结果。在0到10°仰角之间，使扫描获得了最大范围达140km以上的雷达回波反射率（Z）的PPI（平面位置显示）显示和降水粒子的平均多普勒速度（V_D）。垂直指向雷达探测结果得出雷达上空一直到8km的32个高度上Z和V_D的实时值。另外，垂直指向雷达处理后的记录报告采用Hildebrand 和Sekhon（1974）的临界噪音（noise—thresholding）技术，得出雷达上空0.8到6.8km间16个高度上的降水粒子的垂直多普勒速度的频谱。V_D值是从消除了周围干扰反射后的这些多普勒频谱中得出的，并且运用到3d中讨论的垂直空气运动的计算中。

此文中在PPI（平面位置显示）以及时间—高度格式中出现的Z值，是采用雷达方程中对液态水的折射合成指数（complex index of refraction）的常用假定计算的。由于在0℃层以上散射体以冰粒子为主，在这些区域中代入雷达方程的应该是用于冰晶的折射合成指数，因此，就需要对所得到的Z值进行订正。订正的结果，是在0℃层以上用于定量计算的所有Z值中加上6.7dB（Z）。

2.飞机探测

当CP—3雷达垂直指向时，两架飞机在雷达上空获得了贯穿云深的飞行探测结果。状态参数和水平风都是在飞机上探测的。B—23飞机配备有Johnson——Williams热线含水量仪，

降水粒子采样的Formvar（聚乙烯醇缩甲醛树脂——译者注）复制品和金属箔碰击片。Formvar粒子复制品和从飞机上目测结果一样，都是用于测定降水粒子类型的。

粒子尺度谱是在飞机上使用Particle Measuring System（PMS），（粒子测量系统——译者注）降水元探头进行探测的（Knollenberg，1970；Heymsfield，1976）。PMS探头自动对取样粒子计数，这些粒子直径落在15个尺度组中的每一组中。对聚集的雪粒子，它们包含将被讨论的绝大部分尺度谱，其尺度谱的主要值范围是从0.25到3.12mm。反映在额定值之上稍作调整的这些尺度是Knollenberg为了修正探头对聚集的雪粒子不规则的形状反映而决定的。在整个观测期间，借助于调整来保持探头的本身刻度，这种调整是建立在频繁实验甚础上的，在这些实验中，将已知直径的玻璃球和钢球以高速吹过PMS探头的采样体积，以模拟飞行取样。

由于PMS探头的尺度组1（D≈0.25mm）有效取样体积的不确定性，因此，这一尺度组指示的粒子浓度会受到有效误差的影响。最后，我们从PMS探头探测结果的分析中去掉了这个尺度组。已知2—15尺度组（0.45≲D≲3.12mm）的取样体积是较为精确的，但是，还是假定在这个尺度范围中所测量的粒子浓度不受由取样不确定性而引起的大的误差的影响。

三、个例研究

1、1976年1月26日波动雨带

（1）、天气学和中尺度的配置

1976年1月26日，观测资料是在一个从太平洋移入华盛顿州的锢囚锋系相联系的锋前波动雨带中得到的。图4—1给出了在2115PST伴随这个锋系的大片高云区和同锋系相联系的低压中心位置。在整个锋系过境中得到的连续无线电探空结果（图4—2a）表明，大约在2300PST，主要冷锋移到探空站。由于这条冷锋是在2km以上，因此，在西华盛顿州锋面过境从地面观测来看是不明显的。图4—2a中的阴影是相对湿度大于90%的区域，标志着云区的存在。相对湿度在0℃层以上是关于冰晶的，而以下是关于水的。

无线电探空和飞机沿着雷达站上空水平飞行（飞行航线为图7a中的1—6）航测的温度结果指出，与高空冷空气锋前波动相联系的弱斜压带在约2145PST到达雷达站。在图4—2a中破折冷锋符号表示的就是这个锋前冷波动的前沿。同总的趋势降压相反，锋前冷波动前沿过境在地面上的标志是气压微增。

图4—2b中湿球位温（θ_w）的时间—高度剖面图上给出，在冷锋带中典型的热力闭合等值线。θ_w随高度减小的区域（阴影）表示位势不稳定。这样，在锋前波动中3.2到5.2km之间呈现出弱位势不稳定。

由雷达站翻斗式雨量器测量的10分钟平均降水率（图4—2c）显示出从3.5到8.3mmh^{-1}的五个降水峰值，它们都与嵌置在锋系中的雨带相联系。三个峰值（标注A1、A2、A3）同位于高空冷锋鼻前部的雨带有联系，而另外两个峰值（标注A4、A5）是位于冷锋鼻后边雨带的。这儿讨论的波动雨带是与峰值A3有关。

（2）、雨带的水平尺度结构

图4—3中，雷达回波反射的PPI标图说明了在2230PST波动雨带A3的水平范围。雨带呈东北—西南向，同总的锋面云走向并列成行，宽50—80km。在雨带中近地面观测到的反射率峰值为30—35dB（Z）。

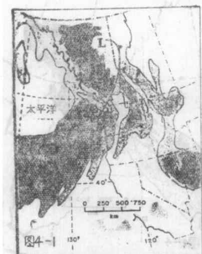


图4—1 1976年1月26日 2115PST，云区（阴影）和锋的近似位置。（L为低压中心）.

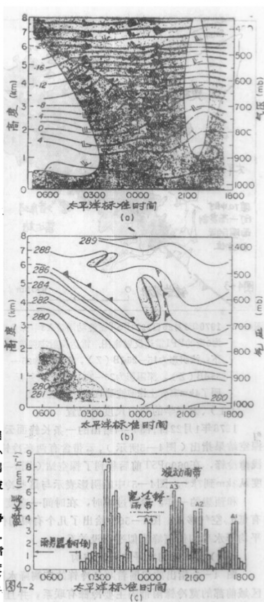


图4—2 （a）1976年1月26日从华盛顿州的西雅图探空资料基础上的温度（℃），风（浬/小时），锋和云区（阴影）的时间——高度剖面。实锋线是主锋，破折锋线是锋前波动。阴影表示相对湿度>90%的范围。（b）湿球位温（θ_w）。阴影区表示位势不稳定的范围。（c）1976年1月26—27日，在华盛顿州的塔库玛（Tacoma）CP—3雷达站的地面降水率。A1—A5对应中尺度雨带的过境。所有高度都是在地面层以上。

2、1976年1月22日松散组织的冷锋降水

虽然普遍认为雨带是冷锋系统的一般特征，但是在许多场合，观测到的降水在中尺度方面的组织是很粗略的。然而，对这些形势的某些方面还是进行了雷达和飞机的探测，这些探测尤其适合于次中尺度结构和过程的研究。现在我们转向这样的一个例子。

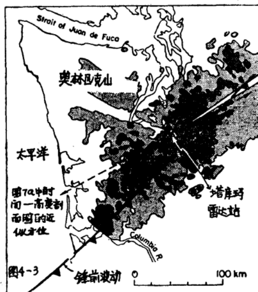




图4—3　1976年1月26日2230PST在波动雨带A3中仰角为0度的PPI雷达反射率图。雷达反射率强度如下：浅阴影为15—25dB（Z），深阴影为25—35dB（Z），深阴影为25—35dB（Z）。并标明了4km高度上锋前波动前沿的近似位置。

图4—4　1976年1月22日0915PST，云区（阴影）和锋的近似位置。

（1）、天气学的和中尺度的配置

1976年1月22日，图4—4给出的一条长锋面云带东南东移动进入华盛顿州。系列的无线电探空结果指出（图4—5所示），云带含有两条冷锋面。第一条是从大约2km伸展到4km高度的浅薄冷锋，在0600PST前后移到了探空站（图4—5a）。第二条冷锋随后约晚3.5小时，伸展高度从?km到7km。图4—5a中的阴影表示与这些冷锋相联系的厚云区。

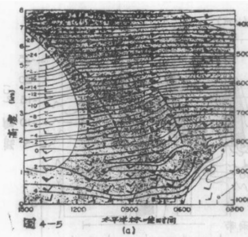
和预想的一样，冷锋过境时，在时间一高度剖面图上（图4—5b）显示出在探空站上空有低θ_w空气移入。图4—56中给出了几个有限的位势不稳定区，但与图4—5c给出的10分钟平均降水率的任何峰值似乎都没关系。

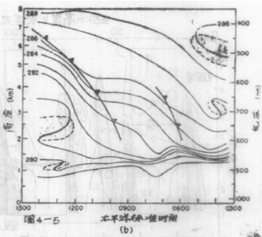
（2）、降水的水平中尺度结构

图4—5a指出的包围着两条冷锋的广阔降水区是在0600和1200PST通过研究区的。嵌置在区域前部的宽冷锋雨带同主要冷锋有联系，并且引起了出现在图4—5c中0550和0650PST之间的降水率峰值。在此降水区后部观测到的降水图形与第二条冷锋有联系，并且通常是没什么组织的。在这个区域中所包含的降水特征常常以不规则的中尺度区出现，而不是雨带。图4—6表示出在1000PST降水带后半部分的结构，正是在第二条冷锋主要部位通过了雷达站之后。这时降水区的前半部分已经移入雷达探测区之外的喀什喀得（Cascade）山中。

3、1月22日和26日观测的降水的垂直结构

当波动雨带A3和1月22日冷锋降水区通过雷达站时，CP—3雷达采用垂直指向的方式开





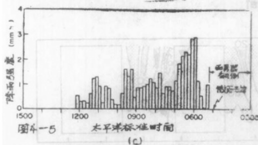


图4—5　除日期是1976年1月22日外，其余说明和图4—2相同。



图4—6　1976年1月22 日，冷锋降水区后部的雷达反射率PPI示图，仰角为 0度。阴影说明如图3。并 标明了这天观测到的第二条冷锋的近似位置（在2km高度上）。

机。探测结果得出了图4—7a和图4—8a给出的Z的时间—高度剖面图，可以把它粗略地理解为沿着降水区运动方向上的剖面。这些时间—高度剖面图的近似方位在图4—3和图4—6中作了标注说明。图4—7、4—8顶部的标尺指的是沿着这些方位的水平距离，是由无线电探空得出的。

图4—7和图4—8指出了降水区的几个重要特征。例如，注意到了在0℃层以上Z向下是增加的。对于雷利散射（Rayleigh scattering）Z（mm^6m^{-3}）定义为：

$$Z \equiv \int_0^\infty n(D)D^6 dD \tag{1}$$

其中，n是每直径间隔粒子浓度（$m^{-3}mm^{-1}$），D是已溶解的粒子直径（mm）。由于（1）

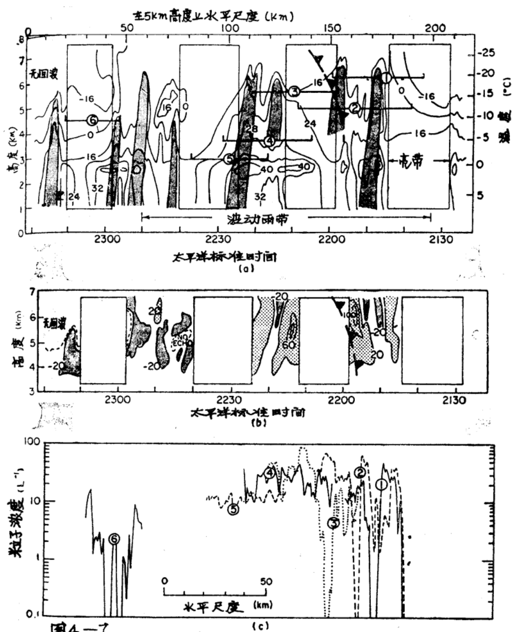


图4—7　1976年1月26日，在华盛顿塔库玛上空的垂直指向雷达和飞机的探测结果。(a)表示降水迹（阴影）的雷达反射率因子(Z)的时间—高度剖面图和飞机航测路线（标注1——8的重实线）。Z的等值线用db(Z)表示。破括锋线符号标志着锋前波动的前沿。亮带以上(BRIGHT BAND)加上6.7表

>20cm s⁻¹，浅阴影表示上升气流>20cm s⁻¹；等值线间隔为10cm s⁻¹。(c)沿着a中飞行航线1—3探测的粒子浓度（最大直径为0.45到3.12mm）。在（a）和（b）中的空白矩形区处，没有收集到垂直指向雷达资料，所有的高度均是在地面层以上。

中D的指数关系，因此Z对于大直径粒子的浓度是十分敏感的。所以，Z向下增加是云中下落降水粒子增长的正常结果。也注意到在图4—7a和4—8a中高Z值恰恰就在0℃以下的这一层。亮带是由于溶解雪花增加雷达反向散射的结果，并且指出0℃层以上的主要粒子形式是雪花。

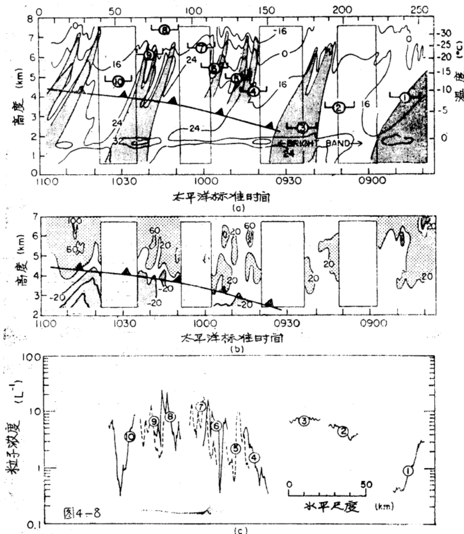


图4—8　除日期为1976年1月22日不同外，其它说明和图4—7一样。

图4—7a和4—8a中另一个重要特征是存在有垂直和倾斜的降水柱（阴影）。这些图中的阴影表示对每个柱主要区域的一种直观估计。此外柱与周围回波的对比似乎并不明显（如图4—8a中2到4km高度范围内），用2dB（Z）等值线间隔绘制的反射率是为了对柱的轮廓提供必要的细节。在3d中我们将看到，宽度在3到10km之间不等的降水柱是与对流单体相联系的。注意图4—7a中在2158和2215PST可以见到的柱在3.5km以下似乎不存在。因为原来的探测结果表明此处并没出现蒸发，所以降水柱的消失可能是水平风垂直切变的结果，在图4—7a中这些垂直切变使得下落的降水粒子轨道弯曲着进入3.5km以下的高度。但是，其它条件，如降水柱间断地生成或个别降水柱的逐渐消失，也能使低层的柱模糊不清。

4、1月22日和26日观测到的垂直空气运动和降水柱的起源

用垂直指向的多普勒雷达探测结果寻出了CP—3雷达上空雪中垂直空气运动的近似图象。如在2a中叙述的，降水粒子平均反射率—加权垂直速度（多普勒速度V_D）是通过消除了地物回波后的多普勒频谱计算的。V_D是有关粒子（V_P）的平均反射率—加权末速度，而雷达上空平均垂直空气速度（W）为：

$$W = V_D - V_P \qquad (2)$$

其中向上的速度取正值。如果估计出了V_P，则即能由（2）计算出W。为了估计在降雪中的V_P（ms^{-1}），一般采用的关系式：

$$V_P = CZ^d\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4} \qquad (3)$$

（Atlas等，1973），其中c和d是经验常数，ρ_0和ρ分别是地面和雷达上空取样高度的空气密度。密度项解释为空气密度对粒子落速的影响（Foote和DuToit,1969）。在目前的研究中d值取0.06（Atlas等，1973）。如下所述，c值允许随高度变化。

云中降水粒子类型和降水粒子尺度分布的垂直变化，需要对（3）式中对任何落速——Z关系进行调整，（3）式可运用的高度范围是几km或者更多的高度中。在此个例中，允许c随高度变化，这样，雷达上空各层的W值，几小时取平均得到一确定的值。可以预料到反映弱上升运动的实际平均垂直速度范围在0～0.3ms^{-1}之内。但是，缺少一种可靠地测定W实际平均廓线的方法，为此在雷达上空每层高度上我们选定一个平均值零。这个标准得出的c值，其范围是从6.5km高度附近的0.75到4km高度附近的0.95，并造成对强上升气流估计不足，对强下沉气流估计过头的结果。但是，考虑到在推导垂直速度时，由于粒子尺度分布有公里尺度的可变性可造成±0.3ms^{-1}的误差，上面提到这些误差是允许的。由于小量的垂直空气速度计算符号上的不确定性，这里只给出比0.2mS^{-1}强的上升和下沉气流。

（1）、波动雨带A3中的垂直空气运动

在波动雨带A3中垂直空气运动的图形(图4—7b）揭示了与图4—7a指出的降水柱相联系的深厚上升气流。这表明，这些柱，以及雨带的核是由深厚的对流单体组成的。在此区域中对流的又一根据是无线电探空在3.2到5.2km高度之间测到有弱对流不稳定(图4—2b)，飞机探测到在3.7到5.7km高度之间有中性稳定度，而且当飞机通过图4—7a中的1—4时，观测到颠簸和间歇性轻到中度的结冰。

在图4—7a和4—7b的2140和2230PST之间给出了与数个对流核相联系的降水柱和上升气流。在2158和2214 PST给出了存在于对流单体中超过1.2ms^{-1}的垂直速度峰值。在这些单体

核心，V_D指向上为0.2—0.3ms^{-1}，这证明，为向上携带已有的较大降水粒子，上升气流是足够强的。在另外两个单体中给出达0.5ms^{-1}的垂直速度，在两个单体之间给出达0.4ms^{-1}的下沉气流。

与Kreitzberg和Brown（1970）的观测相类似，下沉区减弱和抑制了波动雨带后部的对流活动，这些雨带包括有较低值的雷达反射因子，较短的降水柱和比在雨带中心形成的深厚对流区较低的云顶高度。下沉区中下冲气流速度范围为0到0.3ms^{-1}。在此区域中观测到的降水柱，像在图4—7a 2250和2315 PST看到的，或是在下沉弱时形成，或是从雨带中心区移入下沉区，二者必居其一。

我们的探测表明，在波动对流单体中的垂直空气运动至少和Heymsfield(1975)，Carbone和Bohne（1975），Herzegh和Hobbs（1980）等人叙述过的在浅薄对流发生胞中观测到的那些一样强。那些观测是属于具有近似15dB（Z）的Z峰值和达到1.5ms^{-1}的上升气流峰值，厚度≤2km的发生胞的。由于波动对流单体比引用的发生胞深厚的多，也由于波动单体产生的正值相当高〔当计算假设冰晶散射时达30dB（Z）〕，因此我们可以预料它们的最大垂直速度比在发生胞中发现的要高的多。完全有可能，在我们观测的时刻，在一个或更多的波动单体中空气运动于弱状态，或者我们的探测没能把单体中最大的上升气流区域（或下沉区）包括进去。因此，探测到的最大垂直空气运动就可能比那些典型的波动对流弱。

(2)、在波动雨带A3中的水汽通量

暖锋暖区和冷锋雨带的研究始终一贯地指出，从低层进入这些雨带的水汽通量是维持降水形成的必要条件。在这些类型的各个雨带中，这样的水汽通量都是通过稳定上升或对流发生的(Browning和Harrold，1970；Houze等，1976；Herzegh和Hobbs，1980；Hobbs等，1980；Matejka等，1980）。可是以前没见过从低层进入波动雨带的水汽通量的历史资料。

为了研究1月26日波动雨带的水汽通量，当雨带通过雷达站时，用cp—3雷达得到的VAD（速度方位显示—Velocity Azimuth Display）风场探测结果估计了上升气流廓线。首先，采用Browning和Wexler（1968）叙述的调和分析方法，来计算层状云中水平散度的垂直廓线。图4—9中给出的这些廓线，适用于雷达站上空为中心，直径为20km的环形区域。注意，除了2303 PST以外，每次采样时刻都是辐合占优势（由负散度值表示），2303 PST在雷达站上空正对应着下沉（图4—7b）。在这个时刻，在1.4km高度以上探测到的辐散显然与下沉空气的扩展有关。

在VAD测量区域中，地形海拔高度的变化限制在150m以内。因此，在地区以上0.5km或更高，地形对观测到的风场的影响应该是非常小的。通常，发现横面（cross—band）风分量的辐合比纵向分量的辐合大3—5倍，这表明与波动雨带相联系的低层风场概括地讲是两维的，这个结果与其它使用不同测站雷达数据的CYCLES课题的发现是一致的（Hobbs等1980；Houze等，1981），并且表明此个例中观测到的风场，是与该地区锋面系统相联系的典型风场。

图4—9中散度值的偏差估计为$\pm 0.5 \times 10^{-4} S^{-1}$，这可能是由于诸如有偏向性的多普勒速度和粒子落速的不均匀等原因引起的。在散度计算中，作为必须输入的粒子落速的平均垂直廓线，是从每次VAD扫描顺序之前和之后，立即进行垂直指向雷达探测而得到的。由于在2～3km高度之间的雷达亮带中，出现的部分融化的粒团落速的不均匀，所以，计算出的散度

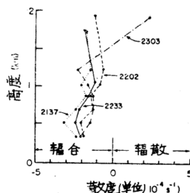


图4—9 1976年1月26日，与波动雨带相联系的层状云中，直径20km的环形区内，VAD多普勒雷达探测结果得到的散度垂直廓线。时间分别表示每次廓线。高度在地面层以上。

只限于2km以下的范围内。

假定地面下边界条件是w＝0,尔后将图4—9中的辐合廓线对气压积分，得出1.7—2.0km高度上的垂直空气速度(W)的估计。表1第4栏给出的这些计算结果表明，在层状云中从1.7到2.0km高度上呈现出范围为18到34cms^{-1}的上升气流。这些估计值是以可能误差为 ±10cms^{-1}为条件的，该误差是与散度探测中$\pm 0.5\times 10^{-4}s^{-1}$的误差有关。

上升气流的估计是用来计算1.7—2.0km高度层横跨雨带宽度的水汽(假设水饱和)和液态云滴的上升通量（云液态水含量用测量到的0.1gm^{-3}）。表1第5栏中归纳的计算结果表明，上升水汽通量值的范围从1.13±0.63到2.27±0.67$gm^{-2}s^{-1}$。为了比较，注意到当波动

表4—1 1976年1月26日，在观测到的复盖整个波动雨带的层状云中向上的水汽通量和上升速度的计算结果摘要

时间 (PST)	位　置	高度 (km)	上升气流 (cm s^{-1})	向上的水汽通量 [g m^{-2} s^{-1} (mm h^{-1})]
2137	波动雨带前　锋	1.75	34±10	2.27±0.67 (8.2)
2202	波动雨带中　心	1.95	18±10	1.13±0.63 (4.1)
2233	波动雨带后　部	1.75	33±10	2.20±0.67 (7.9)
2303	波动雨带之　后	1.95	19±10	1.19±0.63 (4.3)

雨带通过雷达站时，地面测量的平均降水率为$0.97gm^{-2}s^{-1}$（$2.7mm\ h^{-1}$）。像最初指出的那样，假定与波动雨带相联系的风场是近于两维的，那么这种比较就可以近似地适用于整个雨带。这个结果指出，在紧靠着中层对流带下边2km高度上的层状云中，水蒸汽和凝结物的垂直通量，是波动雨带水汽的主要来源。这样，通过给对流单体底部供应湿空气，这个层状云实际上起了连结低层湿源和中层对流的作用。

（3）、1月22日冷锋降水带中的垂直空气运动

图4—8给出的垂直空气运动图形指出，1月22日的冷锋雨带中，降水余迹起源于位于5.5到7km高度之间浅薄的对流核中（常称为"发生胞"）。图4—8b中，在0942、0952、1019和1047 PST看到的胞中上升气流的迹象表明，胞宽3—6km，并包括峰值为$1.1ms^{-1}$的上升气流。在1047 PST观测到在胞中心V_D为$0.1ms^{-1}$指向上。飞机积冰和中度颠簸的观测证实了最强的上升气流只限在5km以上的高度。这就同飞机通过图4—8a中1—10期间得到的温度探测结果相一致。这表明环境温度递减率在4.8km以上是中性而以下是稳定的。

图4—8b也指出在冷锋面的上空和前部存在有可达$0.3ms^{-1}$的较弱的上升气流。飞机在这些上升气流区中观测到的最小积冰和轻度颠簸指出，这些主要是稳定的空气运动，显然是大尺度辐合和锋面抬升的结果。在图4—8b冷锋之下看到的下冲气流，是普遍下沉的证据，这些下沉通常导致高空冷锋尾部下层的碧空。在目前个例中，同1030 PST以后观测到的与碎云相联系的弱蒸发冷却，或许增强了这种下沉，引起在图4—8b中1040PST和1050之间看到的局部较强（达$1.1ms^{-1}$）的下沉运动。

5、粒子浓度

直径范围为0.45—3.12mm的粒子浓度，是在佩剑式（Sabreliner）和B—23飞机上使用PMS降水元探头沿水平飞行路线测量到的。图4—7a和图4—8a中标以数字的每一次飞行路线都安排经过cp—3雷达上空，并且要使得航线近似地落在cp—3探测结果得到的时间—高度剖面的平面中。由于取样的云几乎全是冰，而且cp—3雷达在云内测到的多普勒速度通常更适用于冰粒子，而不是水滴，因此，测到的浓度明显是属于冰粒子的。波动雨带中（图4—7c）的飞行路线1—3和6，1月22日冷锋雨带中(图4—8c)的飞行路线1—10，表明高空冰粒子浓度变动很大，在图4—7a和4—8a中明显的降水柱中达到峰值。这些观测结果证实了Hobbs等(1980)，Herzegh和Hobbs（1980）关于对流胞是锋面云中冰粒子的重要源地的结论。在波动雨带中观测到的浓度范围通常在10到$100L^{-1}$之间，而对流活动稍差一些的冷锋降水区中，浓度一般是在1到$20L^{-1}$之间。

注意，观测的冰粒子浓度在静稳层状云的降雪中向下减少，而在对流降水中则随高度仍近于常定，Hobbs等（1980）指出，聚合趋于消耗静稳云中冰粒子的浓度，除非这种消耗得到以更活跃方式的补偿，在温度处于－2～－8℃之间的结凇（Hallet和Mossop，1974）和冻滴过程中以碎冰片的制造形式给以补偿，对流云以粒子生成机制，诸如易碎的冰晶破碎所补偿。在沿着图4—7a和图4—8a中表示的每次飞行轨迹中，探测的平均粒子浓度随高度的变化显然是不明显的。显然，探测本身的水平变化大到足以掩饰平均粒子浓度的任何垂直倾向。结果，单只基于浓度的测量，上述粒子减少和增加的过程，如果有的话，在降水系统中或许有，究竟有多重要，并不清楚。可是，Herzegh和Hobbs（1981）使用不同的方法，进一步地测定过这个问题。

6、降水增长过程

在第Ⅰ部分中发现，在观测到的宽冷锋雨带中，降水粒子的增长是通过“播撒一馈增”（Seeder—Feeder）过程而进行的。雨带顶部附近为浅薄对流单体所产生的冰粒子，当它们下落通过中、低层的层状云时，通过聚集和凝华而大量地增长。高层包含有对流单体的层次称为“播撒带”，而中、低层云的区域称为“馈增带”。“播撒带”的低边界取对流单体底相应的高度。

1月22日冷锋降雨区性质上与Ⅰ部分叙述的宽冷锋雨带类似。如图4—8a指出的，起源于5.5km高度以上“播撒带”中对流单体的降水余迹是整个降雨区所共有的。该层以下，余迹扫过由薄的层状云组成的“馈增带”。降水粒子的飞机观测结果表明，在“馈增带”中主要以轻的雾淞聚集的方式造成粒子增长。

1月26日波动雨带的主要降水特征是在雨带中心发现深厚的对流单体。波动雨带中Z的测量结果（图4—7a）指出，值得注意的降水量出现在两个单体之间，在此区域中存在有层状云和老的、快要消散的单体残体。正如在第Ⅰ部分中叙述的，由广布的高层卷层云自然播撒，把冰晶散布到整个波动雨带中，所以，冰相（ice—phase）过程活跃在较低层的单体内和单体之间。飞机观测结果证实，雨带中粒子增长是由冰粒子的聚合支配的。可是，在深厚对流单体中结淞必定是一重要机制，在对流单体中观测到的过冷水含量达0.35 m^{-3}。

使用cp—3雷达上空探测的Z的平均值和关系式

$$M = aZ^{b} \tag{4}$$

计算降水物含量M（$g\ m^{-3}$）的垂直廓线，进一步考查了1月22日、26日的降水增长。其中Z是在冰散射假定下计算的。由飞机探测的M值，再对相应的雷达探测的Z的最小二乘回归，我们推论出了a、b的数值，1月22日a＝0.015、b＝0.496，而1月26日a＝0.010、b＝0.653。回归中使用的M值，是从飞机在垂直指向的cp—3雷达上空雪中飞行期间得到的粒子尺度谱的测量结果中导出的。因此(4)式只限于用在雪中。在通过应用Locatelli 和 Hobbs（1974）（Heymsfleld）（1972）给出的用于不同粒子类型的质量一尺度关系计算M值中，需要考虑观测的粒子类型和粒子结淞程度。由于在降水中粒子尺度分布和类型的变化，通过(4)式得到的M估计值只可精确到2倍之内。

图4—10表示在1月26日观测的波动雨带中～90%的降水增长，是出现在0℃以下的深厚对流区中。其余的10%降水增长发生在雨带顶的卷层云层中。由于邻近范围得到的Z探测结果的不确定性，所以在亮带以下M的估计值可能不可靠。于是，0℃以上究竟有多少降水增长仍然不清楚。

由于1月22日冷锋前“播撒带”中的垂直空气运动与它们后部的垂直空气运动明显不同(图4—3），对在这一天的两个时段各自都作了M廓线：时段Ⅰ，包括在雷达站的锋前状态（0839—0950 PST），时段Ⅱ，包括锋面通过雷达站上空（0950—1100 PST）。图4—11指出，在时段Ⅰ中，M随高度几乎是均匀变化的，因此，在这个时段中观测到的降水增长的40%发生于“播撒带”中，而60%发生于下面的“馈增带”中。由于邻近范围Z探测结果的不可靠，没有估计亮带以下的M。在第Ⅱ时区，“播撒带”中观测到的迅速的降水增长，显然大约停止在4.2km高度之下，因为第Ⅱ时区，M值在这一层以下随高度几乎保持不变。结果，在第Ⅱ时段，观测到的55%的降水增长是发生在“播撒带”中，而45%是在“馈增带”中。

图4—11给出的降水增长曲线在Ⅰ、Ⅱ时段的差别，定性地反映了图4—8b中给出的垂直

空气运动图形的差别。例如，图4—11指出在"播撒带"中的增长，时段Ⅱ要比Ⅰ快得多，而在图4—8b中5.5km以上高度（播撒带）中给出的垂直空气运动，时段Ⅱ比Ⅰ要强得多而且更普遍。在"馈增带"中时段Ⅰ有弱的降水增长，这里上升气流大大地零散了。时段Ⅱ中在4.2km以下显示的下沉气流和弱上升气流与图4—11在同一范围中指出的显然停止的降水增长是对应的。这些观测表明，推导的垂直空气运动场的综合特征和观测到的降水增长图形是定性地一致的。这个一致性间接地表明推导的空气运动场的主要特征似乎是合理的。

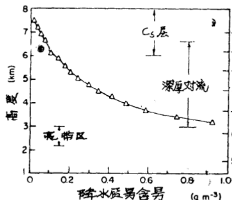


图4—10　1976年1月26日，在波动雨带中由雷达反射率因子探测结果得出的降水质量含量的垂直廓线。

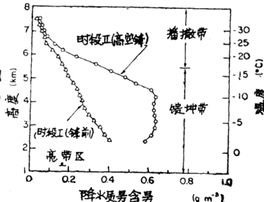


图4—11　1976年1月22日，在冷锋降水中得到降水质量含量的垂直廓线。

四、概要

用无线电探空、飞机和多普勒雷达探测结果，我们进一步证明了与西北太平洋中尺度降水系统相联系的垂直空气运动和云的微物理结构。

这儿介绍的垂直指向多普勒雷达探测结果的分析提供了锋前波动雨带中垂直空气运动场的初步图象。这些探测结果指出，至少1.2m s^{-1}的上升气流峰值，是存在于雨带中心形成的深厚对流单体中。达到0.4m s^{-1}的下沉气流出现在单体之间。为彻底澄清波动对流的动力特征，进行广泛取样探测是必要的，我们注意到观测到的垂直速度峰值比预料的稍微弱一些，比得上大量的较小的发生胞的垂直速度。正如在暖区雨带中那样，达到0.3m s^{-1}的下沉区减弱和抑制了沿着雨带后部的对流活动。

像在暖锋雨带、暖区雨带和冷锋雨带一样，来自低层的水汽和凝结物的向上的通量是波动雨带水汽的主要来源。这个向上的通量是由普遍的、稳定空气运动完成的，稳定空气运动产生一层层状云，将深厚对流的底（在3km高度）与湿边界层空气连结起来。

广布的卷层云的自然播撒，把冰晶散布在整个波动雨带中。尽管结淞在深厚对流单体中是重要的，其中过冷云水数可达0.35g m^{-3}以上，但是在雨带中的降水增长主要是通过冰粒子的聚集。

像在第Ⅰ部分中叙述的宽冷锋雨带一样，与冷锋系统相联系的组织松散的降水带，发现是由来自5.5km以上"播撒带"中浅薄(1—2km)对流单体的雪迹(Snow trails)组成的。这一层以下雪迹扫过由薄的层状云组成的"馈增带"。除了在对流单体中的有限区域外，在取样云中过冷液态水是很少的。这种对流单体宽3—6km，并包含1.1ms^{-1}的上升气流峰值。在冷锋的前头成层云区以下，包含0.3ms^{-1}或更小的分散的上升气流，锋后下沉。

在"馈增带"中观测的下沉气流和弱上升气流限制了那儿的降水增长，一直到第Ⅰ部分中叙述的雨带下沉气流和弱上升气流之下的位置。在第Ⅰ部分中降水增长的80%是发生在"馈增带"中。在地面冷锋的前部，存在有弱的、普遍分散的上升气流区中(图8b)，观测到60%的降水增长是发生在"馈增带"中，而40%存在于"播撒带"中。地面冷锋后部，下沉和弱蒸发有效地阻止了"馈增带"顶以下1.3km处的降水增长，结果在这个区域中观测到仅45%的增长是发生在"馈增带"中。

李军译自J. Atmos. sci. 1981, Vol. 38, No.8, P:771—1784，汪厚基校

V 窄冷锋雨带的次级结构

PETER V·HOBBS, P·OLA G·PERSSON

摘　要

本文通过对定量的雷达反射率、多普勒雷达观测、机载观测和地面观测的资料分析，研究了窄冷锋雨带细微的中、小尺度组织和结构。窄冷锋雨带由称之为(雨核)Precipitation cores～PCs)的小的中尺度强降水区组成，这些雨核是与天气尺度冷锋呈一定角度排列，在水平剖面上，PCs大致呈椭圆形。PCs由称为"间隙区"(GRS)的弱降水区分隔开。PCs的这种排列使其前沿成为强烈低层辐合区。

雨核过境的天气，与飑线飑锋相像，在强降水和气温下降约5分钟前发生风向转变和气压下降，随着间隙区过境的地面天气变化更是多种多样，但均不如降水核过境时明显。因此地面测站所经历的一系列天气变化，显著地受其相对于冷锋的微细中尺度结构位置的影响。

PCs的前沿一般具有较强的上升气流和丰富的液态水含量。冰粒子浓度高，特别在PCs的上升气流上层区和它的下沉区。在这两个区域中冰粒子的大幅度增加，可能是由于结凇期间冰晶破碎所致。在PCs中，结凇过程可能是PCs降水增长的主要机制。

从若干冷锋小的中尺度结构中使人联想到有关重力流的某些特征。而且，由重力流理论推测的运动速度与实测的冷锋运动速度吻合得很好。

现在我们设想具有小的中尺度结构冷锋是由一系列平行线段组成，每一条线段均通过一个PCs的长轴，并在间隙区用纽结连接起来。在一个纽结的附近，环流会形成一个中尺度低压，在激烈的情况下，这种中尺度低压可能是陆龙卷和下击暴流（downbursts）发展的优先区域。

一、前言

在以前描述温带气旋风暴（CYCIES）计划结果的报告中，我们把温带气旋的中尺度雨带分为六种主要类型（Houze等人，1976；Hobbs，1978；Matejka等人1980）。其中之一就是窄冷锋雨带（单数为NCFR；复数为NCFRS），它有几公里宽，跨越地面冷锋。气旋中最强烈的降水通常联系着这种雨带。

虽然Wexler（1947）和Browning、Harrold（1970）已经注意到了窄冷锋雨带的波纹，但在1978年以前，大多数研究者认为冷锋基本上是二维结构，并常常把冷锋归为线对流。然而Hobbs（1978）James和Browning（1979）以及Hobbs和Biswas（1979）近年的观测研究强调过组成窄冷锋雨带的小的中尺度降水常常组成一系列较强的椭圆形降水区，这些降水区与天气尺度冷锋呈一定角度排列。James和Browning把这些区称为线元（Line elements），而Hobbs和Biswas称之为雨核（单数为PC，复数为PCs）。在本文中我们将采用后一术语。然而，我们仍仿效James和Browning，把分割雨核的弱降水区称为间隙区（单数GR、复数GRs）。

本文介绍一条窄冷锋雨带以及与其相关的雨核和间隙区，当它接近华盛顿着太平洋沿岸时的一个详细的个例研究。这个雨带，用CP—3雷达进行实时探测，而且通过这部雷达CYCLES计划指挥部可以指挥华盛顿大学的B—23研究探测飞机进入雨核和间隙区的各个不同高度。

在下一节，我们将给出所研究个例的天气形势概况和冷锋的大中尺度结构。在第3节中，讨论窄冷锋雨带的次级结构以及雨核运动同天气尺度冷锋的关系。第4节讨论与雨核和降水间隙区相关的流场，这些流场是通过多普勒雷达观测推测出的。第5节介绍雨核和降水间隙区过境时的地面天气变化。第6节讨论用机载测量结果推论雨核和降水间隙区的微结构以及这两个区内的降水生成机制。第7节讨论能解释冷锋的小的中尺度结构和冷锋运动的动力机制。第8节指出了冷锋结构与猛烈风暴中能产生下击暴流的条件中的一些相似点。在本文最后一节，我们以示意图的形式对冷锋的小的中尺度和微尺度的研究结果作一概括。

二、冷锋的天气尺度和大中尺度结构

我们所关心的窄冷锋雨带与图5—1（略）所示的锢囚气旋冷锋相关，宽广的云盾在地面冷锋前部延伸了大约500km，而冷锋后部云仅延伸了大约100km。那里存在一个明显的后沿；这种云形在太平洋气旋中是普遍的。1979年2月27日太平洋标准时间0100左右，当气旋接近华盛顿海岸时仍旧锢囚。

湿球位温（θ_w）场指出一个显然于冷空气团（因为它接近饱和）正好位于地面冷锋前部上空，约在950mb配合一个低值θ_w气压中心（图5—2）。冷锋以一个相当暖、湿的狭窄气柱（宽度不超过25km）为先导，冷锋后θ_w剧降，冷气团最低θ_w中心也大约位于900—950mb高度。

图5—2中的阴影部分表示了位势不稳定面积。冷锋两侧最低层空气处于位势不稳定，而只有冷锋前部的空气被迫抬升，因此这对释放位势不稳定能量提供了一种途径。

跨越冷锋的窄冷锋雨带宽约5km，纵深约3.5—4km。问题是，由于强迫抬升而产生的冷锋

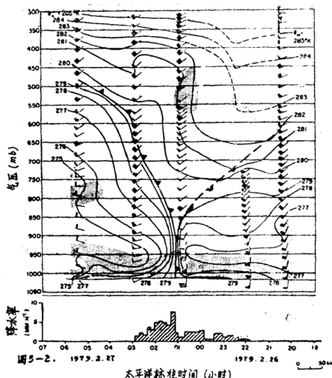


图5—2 1979年2月26—27日在华盛顿的Pt.Brown发射无线电探空仪测得的湿球位温（°K）和风场时间高度剖面分析。虚的θw等值线表示没有观测资料，阴影区域表示位势不稳定（$d\theta_w/dz<0$）区域。图中也显示了在华盛顿海岸的Pt.Brwn的降雨率，冷、暖锋用常规符号表示。

前部约低层位势不稳定能量释放是否会影响窄冷锋雨带的对流运动的性质。在冷锋处供上升而流入的空气最好用0035时（PST），（冷锋过境前半小时）在P.·Brown探空测得的2km以下（1000—800mb）的气层来代表。为使1000—950mb间的位势不稳定层变成绝对不稳定，这一层势必只应抬升20mb。作为比较，由于靠近885mb是稳定层，来自不稳定层的自由对流只能达到825mb（1.7km）。这似乎表明低层位势不稳定能量的释放，并不能提供足够的浮力，以解释窄冷锋雨带的深厚对流。所以，假定靠近锋区的稳定条件与冷锋前部约25km处所观测到的稳定度相似的话，那么，强迫对流在冷锋所产生的强烈上升运动中必然起着重要作用。Browning和Harrola（1970）对他们所研究的冷锋也得出与此类似的结论。

三、窄冷锋雨带的次级结构和雨核的移动

用CP—3雷达观测了与窄冷锋雨带有关的降水中小尺度结构，雷达设在华盛顿海岸的Pt·Brown。图5—3所示的是窄冷锋雨带在不同时间的位置显示（PPI）综合图，其反射率廓线为30db（z）。可以看到，窄冷锋雨带是由清楚的狭长的小中尺度强降水区构成（图5—3中若干阴暗区），这些降水区与天气尺度冷锋成一定角度排列。这些强降水区就是雨核。雨

核”之间的弱降水区是间隙区；图5—3显示了一个间隙区的例子。

图5—3 1979年2月26—27日，当雨核阴影和斜线接近华盛顿海岸时雨核的雷达平面位置显示器（PPI）时间综合显示图。等值线为30db（z）。每一次PPI扫描的时间（PST）都已算出。本文所涉及到的雨核数标在图的左侧。虚线表示每个雨核在其中移动的囊线。在太平洋时间0006时，显示出天气尺度冷锋，一个在雨核间的间隙用GR表示。

图5—4 1979年2月27日0050PST的雷达PPI图。（仰角0°），图中显示了35 db（z）等值线内的雨核（阴影区）和风向突变带斜线。在0050 PST和0105PST，Cp—3雷达相对于雨核的位置分别用圆圈和×号标明。

图5—3所示的一系列雨核都显示出飞镖状，而且飞镖状雨核弯点西南（图5—3标有圆点处）的长度一般都比东北部分长。天气尺度冷锋与雨核长轴（弯点的西南）形成的角度平均为29°。

雨核以17m/s的平均速度向63°（从正北向测量）方向移动，雨核在垂直于它们的长轴方向的移动速度平均为5.0—6.5m/s，PCs朝107°方向（垂直于天气尺度冷锋平均方向）的平均移动速度是12.6m/s。这与天气尺度冷锋在垂直于冷锋方向的12.1m/s的移动速度是相吻合的。雨核朝17°方向（沿天气尺度冷锋长度方向）的平均移速是11.8m/s。利用冷锋过境前半小时和冷锋过境后2.5小时300米上下高空的测风求得的平行于锋面的锋前和锋后的平均风速为12m/s。由此表明：PCs不仅以垂直于其取向的天气尺度冷锋的移动速度移动，而且以300米上下的高度上冷锋两侧的平均风速沿天气尺度冷锋长度方向移动。

图5—4显示了相对于雨核的地面风向突变带的水平结构。风向突变带选择在跨越冷锋的

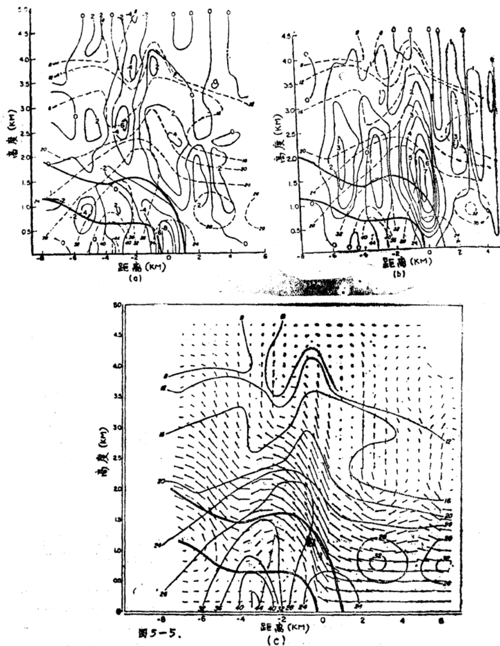


图5—5　1979年2月27日0036PST通过并垂直于图5—4中雨核3长轴的剖面图。（a）散度场（单位：$10^{-3}/S$）；（b）垂直速度（单位：m/s，上升为正）；（C），相对雨核3的气流。以d b（Z）为单位的反射率等值线；a、b中用虚线；C中用实线表示。风向突变带位于两条粗实线之间。

几条线处，例如：图5—4中的AB、CD和EF，并标明沿每条线指向雷达方向的多普勒速度梯度最大值的边界。从图5—4中可以看到，风向突变带形成一个锯齿型，并有牵引雨核通过数公里距离的趋势。即使冷锋并不恰好与雨核附近的风向突变带重合（参阅第5节），但风向突变带的锯齿型仍提出了一个与冷锋相类似的中尺度模型。

四、雨核和间隙区附近的流场

为了描述气流，我们把垂直于雨核长度方向定为x轴，沿雨核长度方向作为y轴。垂直方向作为z轴。x轴的数值向西北减小，y轴的数值向西南减小。沿x、y轴的速度分量分别用u、v表示。

由CP—3多普勒雷达速度测量组成的资料，是从280米的水平增值求平均得出的。由于在两次雷达扫描间锋面会移动，所以需要对速度进行调整，然后，把由此得到的速度场绘成等值线图，水平间隔为560m，垂直间隔为167m的网格点上的水平速度就可以确定下来。然后用水平间隔为1120米，垂直间隔为167米的网格点数值计算出垂直剖面上的水平散度分量（如$\partial u/\partial x$）。

我们假定垂直于PC的x—z平面的水平散度$\partial u/\partial x$大于靠近PC的y—z平面的水平散度$\partial v/\partial y$），这一假定使我们可以采用对连续性方程从地面向上数值积分的方法来确定x—z平面的垂直速度（w）。边界条件采用在地面w＝o，在回波顶w＝0.1m/s。虽然不可能证实一个特定的雨核是二维结构的假定，但得到垂直于雨核3的x—z平面水平散度值比沿雨核4前沿平行于雨核4的y—z平面水平散度值大10倍。图5—5中显示了图5—3中雨核3的计算结果，从图5—5a中可看到，在地面（x＝o，z＝o）风向突变带内存在很强（$8\times10^{-3}/s$）的但却比较浅的辐合，随着高度的增加辐合迅速减小。在地面最大辐合区上方有一个中心位于x＝0，z＝2.4公里处的辐散区（$4\times10^{-3}/S$），水平展开的风向突变带内（x＝－3至－8公里，z＝1公里），到地面强烈辐合区后部仍可看到辐散、辐合较弱的小片区域，在x＝－2公里，z＝2—4公里的强烈辐合区，很可能与最初的下沉气流有关，不过它也可能与上空的对流扰动有关，因为从x＝－3公里，z＝4.8公里附近一直向左拖延到接近x＝－8公里，z＝2.5公里处都出现强反射率。

图5—5b表示对雨核3计算的垂直速度场。地面风向突变带内的辐合与中心位于1.5公里高度，速度超过7米/秒的上升气流有关。在上升气流后部是一股速度超过1米/秒的下沉气流，它恰好位于风向突变带上方。（由于向上积分，所以计算出的下沉气流的数值可能稍小于真实值）。这股下沉气流出现在对应于雨核3的强雷达反射率区域内。

5—5C表示了垂直并与雨核3有关的流场，它描述了靠近地面的风向突变带内的上升气流和辐合区，上升气流在冷空气上又流转回来。上部水平风向突变带下面的气流缓慢地向地面风向突变带流动，在那里又上升。然而，上升气流中的空气大部分来源于暖区。下沉气流再次出现在上升气流后部大约3公里处，约介于1.0—2.5公里高度间。特别应注意在地面风向突变带西北5km处也有上升气流。Carbone（1982年）曾指出，在他描述的强冷锋后面存在交替的上升和下沉气流。

由雨核3推出的流型、地面辐合量和垂直运动的数值与Browning和Harrold（1970）由英格兰（England）中部一条狭窄冷锋雨带的雨核推出的结果非常相近，而主要不同之处是在我们所考查的例子中，进入上升气流的入流区深度比较深（1.9公里比1.1公里），上升气

流达到更高的高度（3.5～4公里比2.5Km），而地面辐合区上部的辐散值仅仅是Browning和Harrold计算值的一半。

在太平洋标准时间0105时，近似平行于图5—4中雨核4长度方向的气流V是由多普勒速度确定的，而多普勒速度是沿CP—3雷达延伸到AB线上各点的射线测量的。在太平洋标准0105时，近似平行于雨核3、4之间间隙区长度方向的气流（u），是由从雷达伸向CD线上各点的射线的多普勒径向速度确定的。以这种方式所获得的风分量的最大误差估计是10—20％，对于PC4在风向突变线的后沿附近和对于GR在雷达的315°射线附近具有最小误差。

图5—6a显示了对应于PC4的流场，风向突变带的前部（图5—6a小角度区）是低空急流，它的中心位于1.8公里高度，最大风速约达14m/S。在风向突变带前部一公里以下的高度上，由于地面摩擦，当风接近东风时，气流的平行分量向下减小。在地面冷锋后，方位从225°延伸至241°，高度从0—1公里的区域内平行于雨核的相对气流是很弱的，这可能是由于在西北向以及下风方向，在跨越风向突变带时，风的转向和速度减小所致。在风向突变带上方3.5km高度上，平行于PC的西南气流达到约10m/S的极大值。

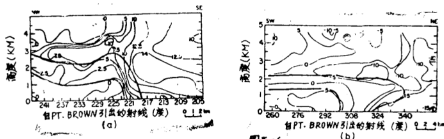


图5—3 水平流场（m/s），（a）0050PST与雨核4相关并且近似平行于它的长轴，（b）0105PST与雨核3和4间的间隙区相关并且近似垂直于它的长轴。风向突变带在两粗实线内。

2月27日太平洋标准时间0105时，用CP—3雷达将介于PC3、4间的GR取向于315°方位角，图5—6b显示了近似平行于GR长轴方向的相对气流场，在地面风向突变带正上方和前部存在一支很强的西南气流分量。在1.5km以下，风向突变带后存在一支来自西北向的较弱气流。在地面上穿过GR的风向突变带的宽度比穿过PC4的要宽得多（7km比2km），而且在1公里高度它加宽到12km左右。

因为比较穿过PC和GR的水平风切变可以提示这两个区域不同的动力学特征，现在我们把穿过PC4的$\partial v/\partial x$与穿过CR的$\partial u/\partial y$进行比较（按习惯，气旋式切变符号为负）。图5—7表明大致与PC4平行的水平风切变（$-\partial v/\partial x$）和与PC3与PC4间的GR平行的水平风切变（$\partial u/\partial y$）。在PC4前部的风向突变带内存在一个中心位于1km高度的很强的气旋切变区（$>9\times10^{-3}S^{-1}$）（图5—7a）。平行于GR的水平切变通常远小于平行于Pcs的水平切变。两片小的弱气旋式切变区位于靠近地面的风向突变带内，这些可能与图4表明的一些小的浅对流区有关。

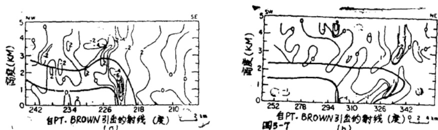


图5—7(a) 0500PST近似平行于雨核4长轴的风的水平切变($-\partial v/\partial x$,单位: $10^{-3}/s$); (b)0105PST近似平行于雨核3和4间的间隙区长轴的风的水平切变($\partial u/\partial y$,单位: $10^{-3}/S$),气旋式切变用负值表示。

通过合成互相成一夹角的两个径向速度，就可以获得该地实际风的近似值。这需要假设，稳定条件超过15分钟，每一个核重复着同一种风场类型，而且远离风向突变带的冷或暖空气内部的水平风场也只有很小的变化。图5—8概括了以这种办法得到的地面和1km～2km高空风场模型。这些图解给出气流的大致图形，也不可能作到定量的解释。由图3—8可见，在暖空气一侧，指向风向突变带的PC的低层流线很强，在冷空气一侧，指向风向突变带的则很弱。这说明正在PCs的前部，低层存在强辐合区，靠近GR的相对气流近似平行于风向突变带，而在暖区内伴有南风分量，在冷区内伴有北风分量。由此看出，在GR低层，$\partial u/\partial y$，$\partial v/\partial x$两者的数值似乎很小。

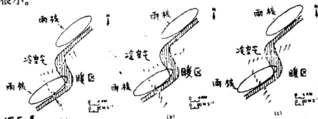


图5—8 穿过两个雨核和它们间的间隙区的相对气流示意图。(a)地面(海拔约50m); (b)1km高度; (c)2km高度。斜线区表示风向突变带。每个箭头的长度是与箭头端点的相对风速成比例的。

在1公里高度上，PC前部的相对气流更加平行于风向突变带。虽然气流仍是辐合的(图5—8b)。风向突变带后部气流仍然很弱，而且通常指向PCs。靠近GR的气流有一指向暖区的弱分支。

在2km高度，暖区气流基本平行于PCs。只有很小的垂直分量(图5—8C)。在冷空气的上方，气流有离开锋面的一支很强的分量。冷空气上方2km处靠近GR的气流包含指向暖区的分量。当气流从冷空气向暖区运动时，在穿过GR时有稍微增强的趋势，同时在CR内风向突变带的上方，还产生某些高空的微弱辐散。

五、伴随雨核和间隙区过境的地面天气

PC和GR过境时，在华盛顿海岸观测的地面雨强、风、气压和温度变化均列在表5—1中，除本文讨论的个例(1979.2.27)外，表5—1也列出了另外几个温带风暴气旋计划个例

研究的资料。

表5—1　与雨核（PCs）和间隙区（GRs）过境相联系的降水率，风向转变，气压变化和温度下降

日期	地点	过境类型	2分多时间求平均的最大降水率（mmh^{-1}）	风向转变 相对于pc的时间（分）a	风向转变 数值（度/5分）	气压变化 相对于pc的时间（分）a	气压变化 数值（mb/5分）b	温度下降 相对于pc的时间（分）a	温度下降 数值（度/5分）
1979.2.27	Pt.Brown	PC	18	5	无	5	1.5	0	−1.5
1979.2.27	Long Beach	GR	18[c]	−5[d]	70	−5[d]	0.6	−5[d]	−0.9
1979.2.27	Moclips	GR	2	−1	160	−1[e]	0.7	−1[e]	−1.3
1976.12.17	Pt.Brown	PC	10	2	40	2	0.2	−10	−0.1
1976.12.17	Moclips	GR	3	无	无	−3[e]	0.2	−5[e]	−0.2
1976.12.8	Pt.Brown	PC	45	5	60	5	0.7	−2	−0.3
1976.12.8	Long Beach	PC	14	无	无	无	无	0	−0.6
1976.12.8	Moclips	GR	22[c]	无	无	−3[d]	1.0	−6[d]	−0.2
1976.11.17	Pt.Brown	PC	11	7	50	7	0.2	0	−0.1

a、正负时间分别表示过境发生在与PC中心相联系的强降水前后。

b、气压传感器1976年受到严重衰减。因此，1976年测量的气压变化值可能小于实际值。

c、由于GR内一个对流胞引起的强降水。

d、相对于GR内一个对流胞中心的时间。

e、相对于GR内任意一点的时间。

表5—1所列的四个个例中，PC通过的观测站的风场资料十分有益，在雨强峰值出现前2—7分钟发生风向转变。气压突降突升象风向转换一样，也在同时发生。在对应于PC的强降水发生的同时或稍后一些时候，出现温度下降。这一系列地面要素变化与第3、4节所描述的PC附近所观测到的降水结构和水平风场是相一致的。地面辐合和气压突降突升与地面风向突变带内风向的转变有关。PC由风向突变带内部上升气流所维持，而与PC相联系的地面强降水，位于风向突变带后几公里的地方。在PC出现的同时或稍后产生温度下降(即在风向突变带后而不是在其内部产生)，由于气压资料的时间分辨率较差，因此不敢肯定气压突变是在风向突变带的前沿（表5—1中暗含出）发生，还是在极大辐合区（出现在最大上升气流的下方，且在风向突变带中心）越过一个地面站的上空时发生。后者的可能性似乎更大一些。

在PC前面的一系列观测结果与飑线冷空气外流的观测结果（Charba，1974）之间存在明显相似点。虽然随着飑线冷空气的外流降水并不会经常发生，但在温度下降前的5—10分钟会出现气压跳跃和风向转变。Charba认为温度下降前所发生的气压跳跃，风向转变与飑锋前的重力波有关。用类比的方法，冷锋中PC前部的风向转变和气压突变虽不能标志新的冷空气团的边界，但它们都可以是高空明显扰动在地面上的一种信号，这可能是由于冷空气向前运动造成的。于是冷空气团的边界应与温度的下降有关。

GR过境时所伴随的一系列天气要素变化似乎依赖于是否有风向突变内的小的对流性降

水区通过测站（见表5—1）。若不通过测站，在温度下降前或下降时，气压突变和风向转变都很弱，而且没有雨强峰值（例如：1979年2月27日、1976年12月17日在Moclips的观测）。（见表5—1），如果对流降水区正通过测站，随着气压突变、风向转变和温度下降（例如LongBeach在1979年2月27日和Moclips在1976年12月8日，见表5—1）之后，明显的雨强峰值（相似于在PC中观测到的）。再强调一下，最后三个参数可能会同时发生改变，也可能在气温下降之前发生气压突变和风向转变。

在我们所列的资料中，同PC_s和GR_s过境相联系的气压上升率和温度下降率的数值并没有明显的区别。在一些例子中，穿越PCs的要素变化比穿越GR_s快得多，这同James和Browning（1979）的意见是一致的。例如，比较表1所列的1979年2月27日在Pt·Brown和LongBeach的观测结果。然而，在另一些例子中，也有相反情况，如比较表5—1中1976年11月8日在Pt·Brown和Moclips观测的气压值。应该注意到在冷锋过境期间，锯齿形中尺度冷锋可以导致很不同的天气顺序，即使是相邻很近的测站。例如，本文所讨论的个例中，Moclips和Astoria经过了类似冷锋过境前暖区的天气，而在Pt·Brown则不是（见图5—2），即使三个测站均位于华盛顿海岸，而且互相相距只有90km也是如此。其原因就是它们相对中尺度冷锋的位置不同，如图5—9（略）所示。

六、雨核的微物理结构

1979年2月26—27日，华盛顿大学的B－23型研究飞机进行了六次穿越窄冷锋雨带的飞行，在四个不同高度穿越了三个PC_s〔图5—10（略）〕。在以下的讨论中，我们假设从飞机上测量的参数的变化仅仅依赖于飞机相对于PC的水平或垂直位置。但应当承认，至少有三个别的因素对所测的参数变化可能已有影响。首先，飞机每次穿越的并不是同一个PC；其次，飞机与PC相比要小得多，它可能只穿越了PC的很小一部分；最后，如果PC_s不是处于稳定状态，那么在PC发展的不同阶段可能会得到不同的测量结果。

1、液态水含量、冰晶浓度和总粒子浓度

除一个外，在所有通过PC_s的路径上，都遇到一个液水含量相当高的区域，这个区域一般与主要上升气流区相吻合，区内总粒子浓度很高（主要是小水滴），而冰晶浓度较低。

PC一般位于主要上升气流区的西侧（由实测的和计算的雷达反射率确定）（如图5—11a），但在一个例子中其位于东侧（图5—11b）。第一次穿越是在最高层进行的，主要上升气流区与PC相吻合（图5—11C）。在第4节中我们就注意到与地面风向突变带相联系的主要上升气流区的西面后侧也存在上升气流（图5—5C）。后侧上升气流的出现可能是引起PC移到主要上升气流区东侧的原因。

上升气流区平均液水含量范围从第六次穿越(高度2.3km)的0.7g/m³到第五次穿越高度(1.7km)的1.5g/m³。在其中的三次穿越过程中，上升气流区液水含量的峰值均超过2g/m³，第五次穿越是最高的，达2.6g/m³。在PC中平均液水含量范围从第三次穿越的0.2g/m³到第五次穿越的1.3g/m³。虽然在第五次穿越时观测到2.6g/m³的峰值，但PC的液水含量峰值通常小于0.7g/m³。对于第一次穿越，在上升气流区和PC内，LWC平均约为0.2g/m³，峰值约为0.3g/m³。通常，对于一个给定的穿越过程，PC内的LWC只小于上升气流区的LWC。

在上升气流区冰晶平均浓度变化范围（以对数形式表示）从第三次（1.7km）和第五次(1.7km)穿越的7个／升到第六次穿越(2.3km)的47个/升。在PC_s内冰晶平均浓度范围从第五

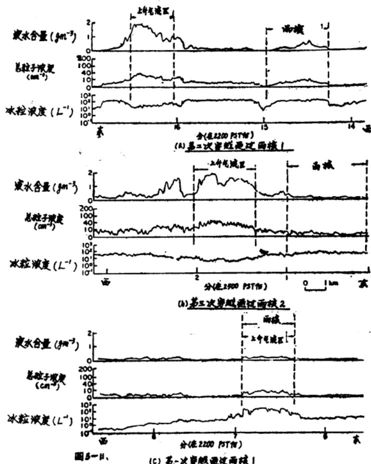


图5—11　1979年2月23日三次穿越窄冷锋雨带所测的液态含量，总粒子浓度和冰晶浓度的例子。

次穿越的9个/升到第二次穿越（2.3km）的153个／升。在第一次穿越中，上升气流区和PC内冰晶平均浓度为157个/升，峰值达309个/升。PC_S内的平均冰晶浓度是上升气流区的1—6倍。

总粒子浓度紧随着LWC的变化而变化。上升气流中所测得的总粒子浓度平均值范围从第六次穿越（2.3km）的16个/cm^3到第五次穿越（1.7km）的61个/cm^3，而在PC内是从第三次穿越（1.7km）的6个/cm^3到第五次穿越的51个/cm^3。在第一次穿越中，PC—上升气流联合区总粒子的平均浓度是6个／cm^3。在第五次穿越时观测到，上升气流区（UR）和PC两者的总粒子浓度峰值均为157个/cm^3。

图5—12（略）显示了上升气流区和PC内LWC、冰晶浓度、总粒子浓度随高度的变化。在UR和PC_S内，LWC和总粒子浓度随高度增加而减小，而冰晶浓度则随高度的增加而增加。由于在UR的低层冰晶浓度铰低，因此UR内冰晶浓度随高度的增加比PC内要大。

这些观测结果表明，降水粒子在UR—PC区只存在相当短的时间。根据第4节所介绍流型中粒子的轨迹进行计算得出，在低层进入UR的粒子和到达PC后沿地面附近的粒子只有10—15分钟的滞留期。

2、粒子形状

B－23飞机上装载的粒子测量系统的二维粒子图象探头提供了云和降水粒子形状的信息。在2.3km高度以下的上升气流区内，粒子大多数由尺度较大的霰（直径在10—20mm）和小云滴组成，只观测到少量小冰晶（0.1—0.3mm）。在PC_S内，存在大量小冰晶（许多冰晶看起来象是结淞的）以及霰和小云滴。在第一次穿越中，在所穿越的PC－上升气流联合区顶部（2.9km）附近观测到不规则小冰晶、很小的柱状晶和结淞柱状晶以及大量无法辨别的结淞粒子（尺度大多数在0.1—0.5mm）。在这个高度上也观测到少量的聚合冰晶和星状冰晶。

这些观测结果表明，结淞过程和小范围的聚合是PC_S内降水增长的主要机制。

3、冰晶增长

在窄冷锋雨带对流层顶部，云的温度是－15℃。在过冷温度△T区间，活化冰核期望浓度数N(个/升)由下式给出（Fletcher，1962）：

$$N=10^{-5}\exp(0.6\Delta T)$$

对15℃的△T区间，这一表达式给出N＝0.08个／升。实测冰晶浓度与N值之比称为冰晶增长比率（Hobbs，1968）。这个比值提供了冰晶生长过程增加的冰晶浓度超出由冰核数推出的期望的冰晶浓度程度的一种度量。

表5—2列出了1979年2月27日窄冷锋雨带中PCs和UR_S内的冰晶增长比率。从在PC中始终如一的较高的冰粒浓度和在UR_S PC_S两者中冰晶增长比率明显地大于1个单位，显然，在PC_S和UR_S中，一种或多种冰晶繁生机制在起作用。

表5—2　　雨核（PC）和上升气流区（UR）内冰晶的增加

穿越号	飞行高度上的温度（℃）	实测冰粒浓度（L^{-1}）		冰晶增长比率		≥25μm的滴浓度（cm^{-3}）	
		UR	PC	UR	PC	UR	PC
1[a]	−11.7	155	155	1938	1938	3	3
2	−7.7	40	151	506	1889	13	4
3	−4.2	7	43	86	543	31	2
5	−4.6	7	9	86	111	44	38
6	−8.3	46	122	580	1519	8	3

a　PC—UR联合区。

霰粒和枝状冰晶（尤其是结淞枝状冰晶）碰撞所产生的冰晶碎片会增加冰晶浓度(Hobbs和Farber，1972；Vardiman，1978)。星状冰晶虽然没有枝状冰晶易碎，但与霰相撞也可以形成碎片。我们在6.2节中已看到，在较高层（2.9km）观测到一些星状冰晶，而且也的确出现过霰。然而，这是否是主要的冰晶增长机制还值得怀疑，因为观测到的星状冰晶很

少。

Hallett和Mossop1974年的实验室试验指出，如果直径>25μm的小云滴浓度大于10个/cm^3且碰撞速度超过0.7m/s，则在－3－－8℃的温度区间内，结淞可以产生大量的冰晶碎片。在UR_S和PC_S内确实存在结淞现象，而且在1.2—2.3km高度间温度在－3－－8℃间变化。在所有穿越UR和PC的过程中也观测到直径大于0.5mm的霰粒（其下降速度大于0.7m/s）。最后，在第五次穿越的PC区（表5—2）和第二、三、五次穿越的UR_S区都观测到直径大于25μm的小云滴，而且浓度大于10个/cm^3。因此，在结淞期间的冰晶繁生对高冰晶增长比率的产生是起作用的，尤其是在上升气流区。

为了解释2.9km高度（－12℃）PC—UR联合区的高冰晶增长比率，我们假定在低层由结淞产生的冰晶碎片是由上升气流带至高空的。这个假定由在2.9km高度上升气流区观测到的直径小于1.4mm的冰晶高浓度所证实，其中许多冰晶是非常小的柱状体或结淞柱状体。图5—13a和b显示了这些小冰晶的浓度，特别是直径小于0.8mm的冰晶浓度在2.9km高的上升气流区几乎比周围云中的冰晶浓度高一个量级，但并不是在每次穿越中都观测到这种差别。温度接近－8℃时，结淞期间通过破碎可能形成小的结淞柱状晶，然后被带至高空。上升气流区顶部附近大量冰晶的向下输送也许可用来解释PC_S区低层冰晶高浓度的形成原因。

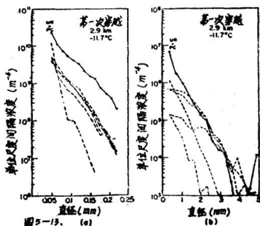


图5—13 在第一次穿越（图5—10）所测的粒子尺度分布。其尺度范围为（a）0.05—0.22mm；（b）0.38—4.8mm，实线表示雨核—上升气流联合区所测的谱分布。而虚线表示雨核和上升气流区任一边所测的谱分布。

七、窄冷锋雨带小的中尺度结构形成的可能机制

我们现在简要地讨论一下窄冷锋雨带分裂式PC_S和GR_S的一些可能机制。PC_S之间留开空隙的规则性使我们想到可能是某种形式的不稳定波动产生了冷锋附近的强对流空气运动。

Matejka（1980）认为PC_S可能是由跨越冷锋且平行于冷锋的强烈水平风切变所产生的不稳定造成的，正如我们在本文已看到的，强烈的水平风切变发生在低空急流边界上，而且恰好

在冷锋前面，这种切变会产生气旋式涡度。Carbone（1982）在他研究的个例中测量到这种切变带上的气旋涡度为10^2／s。如果切变带发生不稳定消散，锋生过程也能维持切变。

冷锋前面急流的最低层几百米的空气朝着冷锋辐合，并进入到位于地面气压槽上方的窄冷锋雨带上升气流中。图5—14显示了以运动冷锋为参考系的这一形势。起初，假定均匀的线性对流发生在冷锋上（图5—14a），然后，假定沿冷锋锋线产生了一个扰动（图5—14b）。这一扰动的结果（图中给出了在冷暖气团中相对锋的气流），势必沿冷空气凸角（图5—14C中打点的地方）的东南边缘的这条线增加辐合（所以有上升气流）和降水，并因此而形成PC_S。因为这种过程常发生在强烈斜压区，所以平行于凸角东南边缘增强了水平辐合的这些线段应有强烈的锋生，并且出现明显的锋面特征。此外，离扰动半个波长的气流则不会产生强烈的辐合（它可能是辐散的），这可能就是在PC_S间的一些GR_S内只观测到很弱的锋面特征的原因。

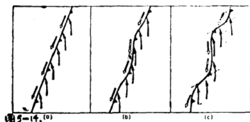


图5—14　一种假设过程的示意图。在冷锋强水平风切变带中通过波的不稳定，小的中尺度单元可以沿一窄冷锋雨带形成，箭头表示在一个参考系中的气流，这个参考系随锋前进，同时又以锋面每一侧的平均气流速度沿着锋面移动。实箭头表示冷锋前部低空急流处，靠近地面空气的水平流动。这一气流向冷锋辐合，在地面锋的狭窄上升气流抬升。空心箭头表示同时刻地面锋后空气的水平流动。（a）最初的均匀线性对流；（b）锋上和均匀的线性对流中给以小扰动；（c）小扰动增强，在增强水平辐合（点线）的小尺度线段之间是受抑制的辐合或辐散带（引自Matejka，1980）。

对于本文所讨论的例子，第4节中已给出风向突变带内水平切变的数值。沿南北向锋，切变不稳定的一个必要条件是在某些点上水平风切变的一阶导数改变符号（如，见Holton，972）。从图7a可见，穿过PC4时存在这个条件，在PC4风向突变带内水平风切变数值达到一个明显的最大值。但还不知道PC形成之前是否也存在这个条件。

窄冷锋雨带小的中尺度结构形成的另一种可能机制是重力流。地面冷锋的小中尺度形态十分类似于在实验室容器内产生重力流时所观测到的。在以后的例子中，所观测到的上凸和下凹（Simpson，1972）可能对应于冷锋的PC_S和GR_S。在容器试验中，浓密液体的流动受到容器底面的阻碍，特别在下凹区出现明显的浓密液体的伸出部分，这样就产生了对流不稳定。正如我们从本文中所讨论的个例中看到的，GR_S显示出伸出部分，而且含有小的对流胞，这可能来自于对流不稳定（见图5—4，5—10）。虽然在冷锋前部大约25km处的无线电探空测风仪资料表明，强迫对流是上升运动的主要驱动力，但这一资料并不能解释在几公里的冷锋内浓密流体出现的突出部。因此，对流不稳定可能是出现在离锋很近的地方。

由对流不稳定释放所产生的强迫对流和对流与冷空气重力流外流的概念是一致的。在强迫对流情况下，冷空气的重力流将暖空气机械地抬升。由于对流不稳定性，冷空气的突出部分，特别在冷锋几公里内的裂口处，就成为上升气流的驱动力。

Charba（1974）比较了预测的重力流的速度和实测的雷暴飑锋移动速度，而Carbone（1982）对一个强冷锋进行了类似的比较，他们都发现在预测的和实测的移动间存在一定的相同之处。因而这对于本文所描述的冷锋进行类似的比较是很有意义的。

重力流的速度u'由下式给出：

$$u'=\left[\frac{k^2 g \Delta Z\,(Tv_1-Tv_2)}{Tv_2}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

这里k值取$1.1-\sqrt{2}$（Benjamin,1968；Simpson，1969；Charba，1974），g是重力加速度，ΔZ是冷空气厚度，Tv_1和Tv_2分别表示暖空气和冷空气中整个ΔZ平均的空气虚温。在我们研究的例子中，$Tv_1=275°k$，$Tv_2=273°k$。如果我们假定冷空气顶部位于空气水平运动相对冷锋为0的高度上，则$\Delta Z=0.7-1.0km$（见图5—5c）。另外，风切变带大约位于2km高度（见图5—6a、5—6b）。因此，ΔZ的取值范围可能是0.7—2km。我们假定k和ΔZ的中间值分别为1.25和1.4km，把这些值代入公式（1）得出$u'=12.5s/m$，这比得上在天气尺度冷锋的垂直方向上测得冷锋移速12.1m/s。

因此，重力流模型似乎可以较好地模拟各种强度的飑锋和冷锋的移动。不过，为了使这个关系更加严密，还需要进行详细的数值研究并结合进一步的野外观测。

八、同强烈天气现象的某些对比

窄冷锋雨带附近边界层强烈的辐合和风向切变为强烈天气的发展提供了势能。NCFR中PC过境在某些方面类似于飑锋的飑线（如二者恰好在温度明显下降和强降水发生前出现风向转变和气压突变）。

在PC东北端附近（即靠近温度锋场的一个弯曲处）低层空气的环流是诸如会引起风的气旋式旋转或产生一个中低压（图5—8a）的形势。在Carbone所描述的例子中，一个中等的龙卷就正好在这种中低压中发展。

在第3节中我们就已注意到，在NCFR中PC的雷达反射率模型常显现出“飞镖”型。我们对这种形状与Fujita（1981）描述的“弓形回波”很相似有很深的印象，见图5—15（略）。Fujita把“弓形回波”与下击暴流*联系起来，并且他已经注意到弓形转弯处正是一个易于龙卷发展的位置。

九、结　语

图5—16描绘了我们设想的冷锋小的中尺度结构。风向突变带用三维的片状表示，首先它从地面几乎垂直地上升，尔后很缓慢地向后倾斜，并入冷锋面常出现的地带。地面风向突变带与发生气压突变的线是重合的，而且它出现在冷空气前沿（即温度锋）到达前数分钟。

冷锋的最强降水区（10—45mm／h或更大）组成近似椭圆形的区域（大约20km长，5km宽），我们称之为雨核（PC_S）。PC_S大致位于温度锋上或可能稍偏前。在PC_S间的间隙区（GR_S）内，降水率常小于4mm／h。GR_S似乎出现在温度锋的弯曲处。在GR_S中风向转变、气压突变和温度锋几乎是同时发生的。

在图5—16中，大箭头表示相对PC运动的气流。在锋前部的最低层存在一支指向锋面的

* 下击暴流是一股迅速下沉的密集气流，它导致地面或地面附近破坏性风突然向外爆发，并伴有降水。

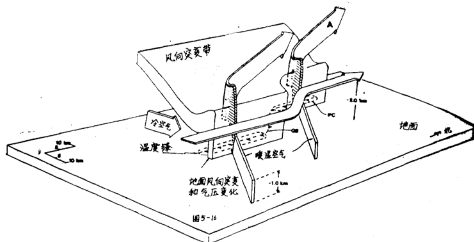


图5—16　一条冷锋和小的中尺度结构示意图。地面上雨核区由沿着温度锋的加长椭圆线画出轮廓，它们被间隙区(GR)分隔，这里温度锋发生弯曲。大箭头代表相对于雨核运动的气流。线影区为强上升气流区，点影区为弱下沉气流区。

很强的暖湿气流，这是锋向东移动的结果，这又使得它逐渐地侵入到低空急流之上，相对地球而言，低空急流是从南向北流动的。低空急流中的暖湿气流在风向突变带内急剧上升，如图5—16中大箭头上的线影区所示。这种上升运动是靠近地面风向突变带内产生的强烈辐合所致。上升气流到达2.5—3.5km高，然后以一浅薄下沉气流的形成下降（图5—16中大箭头上的点状区域）。最后，当暖湿气流上升到冷空气的下切舌以上时，其转向北面。应注意的是沿温度锋在弯曲处 GRs所在的方位不受强烈的低层暖湿气流的影响，这可能是在GRs内降水率一般较低的原因。

恰在风向突变带前面2km高度上，气流来自南方，而且大致平行于PCs的长轴（图5—16）在低层温度锋后，冷空气的速度相对冷锋的移动是较小的，且垂直于锋区。

以上对冷锋结构的描绘不仅与本文介绍的观测结果相符，而且也与Browning和Harrold（1970）、James和Browning（1979）、Hobbs和Biswas（1979）以及Carbone（1982）所描述的许多冷锋特征相符。

图5—17描绘了云和沿气流路径A（图5—16）降水粒子形成过程的结构。一个PC贴近上升气流顶的底部，并且位于沿图5—16和图5—17所示的沿路径A的下沉气流区。上升气流区含有比较高的液水含量(>1g／m³）和中等的冰晶浓度(靠近上升气流顶部平均值超过150个/升),下沉气流区含有中等的液水含量(<1g／m³）和相当高的冰晶浓度(约25—150个/升)。冰晶繁生（可能是结淞期间破碎）发生在上升气流的中部或上部，也可能发生在下沉气流中。

降水增长的主要机制（即在PC中导致很高的降水率）是能形成霰的冰晶结淞过程，尤其在下沉气流中。靠近上升气流顶部，也有通过冰晶聚合而发生某些降水增长的现象。

我们已经提到重力流理论为冷锋提供了一个适当的模式，通过这一模式，可以很准确地

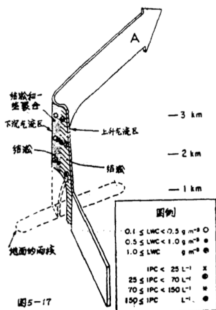


图5—17 沿图5—16所示的气流路径 A，窄冷锋雨带内对应于一个雨核的云微物理结构示意图。上升气流区为线影区，下沉气流区为点影区。所标的液水含量（LWC）和冰晶浓度（IPC）是根据1979年 2月26日机载测量得到的。

推断出锋的移速。而具有一定方向的椭圆形雨核和间隙区与在实验室容器实验中产生的重力流中观测到的上凸、下凹十分相似。冷锋小的中尺度结构也可能是由跨越锋的强烈水平风切变所产生的一种波的不稳定所造成。

最后，我们也注意到，与冷锋雨核有关的“中低压”和与下击暴流以及在更加剧烈风暴中发展的龙卷有关的弓形回波区之间的相似点。

刘晓峰、解永红译自J.Atmos.sci.1982，vol.39，No.2，P280—295，汪厚基 校

VI 冷锋区附近的波状雨带

PENG—YUN WANG, DAVID B·PARSONS, PETER V·HOBBS

摘　　要

用多普勒雷达、飞机、探空和地面测站网研究了冷锋区波状雨带的云和降水结构和气流。波状雨带嵌在宽冷锋雨带之中，方向与冷锋垂直，长20—40公里，宽3—6公里，雨带间距离9—13公里，回波顶高3—5公里。雷达回波反射率、辐合（辐散）和气流场都呈现出很有规则的波状型式。

观测表明，波状雨带与高空发生胞有关。这些雨带可能由冷锋区中的切变不稳定引起，因为用切变不稳定的一个谐振模式计算的雨带方向、运动和距离与观测值相近。

一、引　言

在以前发表的有关华盛顿大学温带气旋雨系计划（CYCLES）的论文中，把中尺度雨带分成了六种类型（如Houze等，1976；Hobbs，1978；Matejka等，1980）。在这六种雨带中，波状雨带尺度最小，但表现得最有规则（Parsons和Hobbs，1982）。

波状雨带经常位于冷锋雨带中或其附近。波状雨带的方向与天气尺度的冷锋和宽冷锋雨带接近垂直。雨带的水平范围约200公里^2，雨带之间平均距离11—16公里。在垂直方向，从冷锋区顶部一直延伸到雷达回波顶（一般从1.5—5.5公里）。一般说来，雨带底部在稳定层，顶部在位势不稳定层。

本文为1979年3月6日观测到的冷锋区附近的波状雨带的一个详细的个例分析。在研究雨带的结构和与之有关的气流场时，用到的资料包括：国家大气科学研究中心（NCAR）的CP—3多普勒雷达、华盛顿大学的B—23专业研究飞机、系列探空和具有高分辨率的地面站等观测的资料以及卫星云图、常规天气资料等。

二、天气形势

1979年3月6日，地面冷锋以约14米／秒的速度向东移过CYCLES观测网，低压中心在西雅图西北方约1800公里处（图6—1，以下各图均附后）。冷锋通过CYCLES观测网时，地面气压较高（>1020mb），在冷锋过境时，气压稍为增加，温度和露点稍为下降（图6—2），和Hobbs等（1980）以及Hobbs和Persson（1982）讨论的冷锋系统不同，1979年3月6日的冷锋在地面上没有明显的风切变、气压跃升和窄冷锋雨带出现。

图6—3为利用在波特·布朗施放的一系列探空测得的湿球位温（θ_w）的时间剖面图。在冷锋区一束密集的等湿球位温线标志着向干、冷空气的过渡。这束等位温线在较高的高度上更为

密集，表明冷锋在高空较强。图6—3中阴影部分表示位势不稳定区（$\frac{d\theta_e}{dZ}<0$）。

冷锋前面，较低高度上的大范围的位势不稳定是由于在强逆温层内混合比的迅速减少造成的。在下面的讨论中我们将会看到，冷锋上面（约640mb）的位势不稳定区的底部正是波状雨带的顶部所在。

图6—4给出利用探空资料作出的温度、风和相对湿度穿过锋面系统的时间——高度剖面图。图6—5给出由VAD多普勒雷达测量计算得到的冷锋区的垂直范围和辐合、垂直气流速度、气流轨迹的垂直剖面图。从图6—5a可以看到，强辐合区位于锋区前部及其上方，弱辐合区则位于锋区的大后方。在锋区上方，介于二个辐合区中间的是一个弱的辐散区。由辐合场积分得到垂直气流速度图（图6—5b），假定在Z＝0处W＝0。垂直气流速度一般随高度而增加，最大值达到1米／秒。从相对锋面运动的气流轨迹可以看出，空气一般地向后上方流动，特别是在锋区顶部和锋区上方（图6—5C）。这样的气流，加之在锋区前沿没有较强的抬升，导致暖区空气不断进入，因而使这条冷锋逐渐减弱。

三、雨带的雷达观测分析

这一部分叙述1979年3月6日在波特·布朗用多普勒雷达CP—3观测到的一些雨带特征。

1、宽冷锋雨带

1979年3月6日观测到两条宽冷锋雨带，它们都在地面冷锋后面。图6—6给出的是这两条雨带的回波反射率及其相对于地面冷锋的移动情况。第一条雨带（图中A）宽30—40公里；第二条（图中B）在雨带A的后面，宽10—20公里。

从图6—6可见，雨带A由它的前边边缘逐渐消散，而且比雨带B移动得慢一些，两条雨带在到达华盛顿海岸时合并在一起。开始时两条雨带移动得比冷锋稍快，在消散阶段比冷锋稍慢一些。

2、波状雨带

（1）、基本特征

图6—7是雷达在高仰角下观测的PPI回波反射率。这时两个宽冷锋雨带已经合并在一起，波状雨带重迭在它们上面，方向与冷锋垂直。波状雨带长20—40公里，宽3—6公里，雨带间距离9—13公里，顶高3—5公里。

图6—8表示这些波状雨带在时间和空间上的发展变化。波状雨带在太平洋准标时间（PST）1604开始被观测到之后，不断发展，直到1711 PST，开始减弱并消散。图6—9为雷达在不同仰角下观测的波状雨带位置。从图6—9可见，天线仰角愈高，观测到的波状雨带愈靠近雷达站。这些波状雨带集中在从雷达站南边35公里至北边130公里之间的范围内，但较强的波状雨带在雷达站北边70—130公里范围内。随着波状雨带强度增加，雨带间距离有减小的趋势。波特·布朗的地面雨量资料中反映出较强的波状雨带的贡献（见图6—4下半部），图6—10所示的在波特·布朗北边的毛克里帕斯（该站位置见图6—2a）观测的高分辨率的降水资料也清楚地表现出波状雨带的贡献。

在波特·布朗北边的最强的波状雨带虽然重迭在宽冷锋雨带B上，但其运动方向却不相同，速度也略快于宽雨带（表1）。

表6—1　波状雨带和宽冷锋雨带B的移动情况

时　间(PST)	波状雨带		宽雨带B	
	移来方向（度）	速度（米/秒）	移来方向（度）	速度（米/秒）
1641—1656	209	27	225	25
1656—1710	208	27	218	25
1710—1725	209	26	216	24
平　均	209	27	220	25

波状雨带移动的方向与波特·布朗点测得的高空风向也不同。图6—11给出的是1558—1627PST和1721—1751PST二次探空测得的风向和风速高度廓线。比较表1和图6—11，在2—5公里高度上的风向与波状雨带的移动方向相差10—20°，波状雨带移动的速度则与其顶部（4—5公里）风速相近。但从700mb图上（图6—1）可见，在南—北方向，风速具有明显的变化，波状雨带的相速度也有类似的南—北方向变化（约1米／秒·10公里），（见表2）。波状雨带随着往北移动，速度也在增加。按这种趋势，将波状雨带的移动速度线性外推至波特·布朗的位置，得到：当它们通过Cp—3雷达时的相速度约13米／秒。

表6—2　CP—3雷达观测的不同距离上波状雨带的相速度

时间(PST)	雷达天线仰角(度)	波状雨带与雷达水平距离(公里)	波状雨带在水平方向相速度(米/秒)
1641—1726	1.7—1.8	70—140	22—23
1641—1725	2.7	60—80	18—19
1711—1726	3.7	40—60	～17
1712—1727	4.8	40—50	～17

（2）、在垂直于波状雨带方向的垂直剖面上的雷达回波反射率

图6—12是沿图6—7a中OS方向（356°）所作的雷达回波反射率垂直剖面图。由图可见，在3—5公里高度上的波状特征由20dB（Z）等值线反映出来，而在3公里以下波状特征表现在25dB（Z）等值线上。正因为这样，在图6—7和图6—9中，越是靠近雷达的波状雨带越要抬高天线仰角才能看得到。此外，图6—12还表明，离雷达站距离越远，回波顶越高。

（3）、波状雨带的气流场结构

用CP—3雷达沿垂直于波状雨带方向（图6—7a中的OS方向）测得的多普勒速度求出水平风在不同高度上的分量u，把u的数值点在垂直剖面上，并订正由于波状雨带的运动和天线扫描时间先后造成的测量位置的影响，然后画出水平速度场等值线。划分网格、格点距在水平方向取2.8公里，垂直方向取1／3公里，读出网格点上的水平速度值。这样就可以求出在垂直于波状雨带的剖面上的辐散场。忽略在与波状雨带平行方向上的水平辐散，并假定在地面上空气的垂直速度等于0，利用质量连续方程自下向上对水平辐散场积分求出空气的垂直速度

W。从每个u值减去波状雨带在OS方向（即X轴）上的平均移动速度（C=20米／秒），把计算出的W和（u—c）的数值结合起来，即可构成在垂直面上的相对于波状雨带运动的瞬时气流轨迹。

图6—13、6—14、6—15分别为用上述方法求出的辐散场、垂直速度场和气流轨迹。从图6—13可见，在沿垂直于波状雨带的方向上，辐散与辐合区交错排列，最强的辐散与辐合（最大值约$\pm 5.0\times10^{-4}$秒$^{-1}$）的位置在距雷达30公里以外、地面以上2.5—4公里处，较弱的辐散与辐合（数值约1.0×10^{-4}秒$^{-1}$）位于1.5公里高度以下；在离地面1.5—2.5公里、距雷达40公里以外，辐散和辐合均很小。后面我们要谈到，在高度1.5—2.5公里的锋区是稳定层，而在2.5—4公里高度范围则是冷锋区上方的位势不稳定层。1.5公里高度以下的弱辐合和辐散则可能由融雪冷却形成的水平不稳定引起（Atlas等，1969）。

图6—14中的垂直速度也表现出波状特征。最大上升速度（～1米／秒）和下沉速度（～1.5米／秒）均位于4—5公里高度，但抬升的范围包括从锋区直到雷达回波顶，下沉运动也延伸到锋区中。

图6—15给出的相对波状雨带运动的气流轨迹型式也表现出波状特征。最强的上升和下沉气流区位于距雷达60—90公里、离地面3—5公里的范围内，这对应于图6—14中的强上升速度和下沉速度区。

（4）、多普勒雷达测量的回波反射率和垂直速度的时间—高度剖面图

图6—16给出当CP—3雷达垂直向上探测时测到的回波反射率和垂直气流速度的时间——高度剖面。

平均垂直速度由下式计算：

$$\overline{W}=\overline{V}_D-\overline{V}_P \qquad (1)$$

其中，$\overline{V}_D$为垂直指向雷达测得的平均多普勒速度，$\overline{V}_P$为以反射率加权平均的降水粒子的终末速度。

为了估算$\overline{V}_P$，我们假定，降水粒子大小谱分布遵从Marshall—Palmer分布，而且这些粒子的大小与雷达波长相比足够小因而满足莱雷反射定律。这样，在零度层亮带上方有如下关系（见附录）。

$$\overline{V}_P=\frac{a\Gamma(7+b)}{\Gamma(7)}\left[\frac{Z|K_w|^2}{N_0\Gamma(7)|K_i|^2}\right]^{b/7}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.4} \qquad (2)$$

其中，Z是雷达反射率；$|K_i|^2$和$|K_w|^2$分别为冰晶和水滴的介电常数；N_0为冰晶总浓度（由飞机测量得到）；ρ_0和ρ分别为地面和取样高度上的空气密度；Γ为Γ函数；a和b为粒子落速经验公式中的系数。冰晶形状由穿越冷锋飞行的B—23飞机观测的PMS 2—D资料确定。

由图6—16可见，当对应于宽冷锋雨带A的冷锋区前沿在1648—1707 PST以及冷锋区后部在1830—1834PST通过雷达上方时，回波强度变化得相当平缓，其最大值为24dB(Z)；但当冷锋的中部和位势不稳定层在1718—1750 PST通过雷达上方时，回波强度无论在水平方向还是垂直方向变化都比较大，这段时间也正是波状雨带过境的时间。在三个时刻（17 20，17 36，17 48PST回波顶〔以-8dB（Z）定义〕达到5—6公里高度。在图6—16a中零度层亮带也清楚地出现在2.2—2.3公里高度。

图6—16b是垂直气流速度的时间—高度剖面图。在冷锋区前部上升速度<100厘米/秒，这个部分对应于宽冷锋雨带A；在波状雨带通过时，上升速度和下沉速度都很大，最大值达±3米／秒。有趣的是，在较下层基本以下沉为主，在上层（4—6公里）上升与下沉交错出现。下层的下沉运动对应于回波强度高值，可能由降水元融化形成的负浮力引起。强上升速度（达到2—3米／秒）有二处出现在5公里高度以上有雷达回波的地方。

在 1718—1722 、 1735—1738 和 1747—1749 PST观测到三次强上升运动，最大值超过1.5米／秒和图6—16a中5公里高度以上的高回波强度相对应。这三个区域的回波结构型式都和Herzegh和Hobbs（1981）讨论的发生胞相似，所不同的是本例中垂直速度值较大。

把垂直指向雷达探测资料和在波特·布朗测得的波状雨带地面降水峰值相比较，至少有二个波状雨带（图6—4中的1和2）对应于强上升运动。因此，波状雨带很可能和高空位势不稳定释放形成的发生胞有关系。

（5）、雷达观测结果小结

在1979年3月6日的冷锋系统中观测到两个宽冷锋雨带和一列波状雨带，这些雨带看来互相是独立地存在的。

波状雨带长20—40公里，宽3—6公里，雨带间平均距离9—13公里，相速度随雨带的位置而异：在最北部衰老的雨带为22—23米／秒，由此往南100公里，减低到约17米／秒。此外，位于北部的雨带比位于南部的雨带回波顶高而雨带间距离小。

波状雨带中辐合—辐散和垂直运动具有很有规律的型式。最大的抬升和辐合位于锋区顶部，看来在任何时候波状雨带的出现都与嵌在高空的对流活动有关，这可能由位势不稳定的释放而引起。抬升起始于锋区尔后向上发展。

四、波状雨带形成的可能机制

本文以及Parsons和Hobbs（1983）中讨论的波状雨带的方向都和冷锋走向接近垂直，因而与锋区中水平风的垂直切变近似垂直。这一事实意味着雨带可能由和垂直切变有关的扰动引起。值得指出的是，波状雨带间的距离和雨带的运动和用切变波的谐振模式算出的结果类似。Testud等（1980）也对冷锋区中的波状运动作过类似的比较。在本文给出的个例中，多普勒雷达测量表明，和雨带有关的垂直运动起始于锋区附近。此外，辐合和垂直运动的高度都随与雷达距离的增加而增加（因此，随雨带的“年龄”增加而增加）。这些观测事实指出，波状雨带的能量是由低层向上传播的。因此，切变引起的波动的谐振模式可能用来解释波状雨带的形成。下面详细讨论这个问题。

在层结稳定而具有垂直风切变的大气中，小尺度波动瞬时增长的临界值可用里查森数表示。

$$Ri = \frac{g}{\theta}\frac{d\theta}{dz}\left(\frac{d\overline{V}}{dz}\right)^{-2} \qquad (3)$$

其中，g是重力加速度；θ位温；$\overline{V}$水平风速度矢量；Z高度。

一般认为，在干空气中触发切变不稳定的Ri值是Ri≤0.25。湍流一旦在干空气的切变层中发生了，就可以在Ri≤1.0的条件下继续维持（见Wallace和Hobbs，1977）。根据1979年3月6日 1558、1721、 1833PST在波特·布朗的探空，在整层锋区中Ri的数值分别为2.2、3.5和2.4。因此，就“干空气”而言，在锋区中是不可能建立不稳定的。

由于雨带所处的空气是接近或者就是饱和的，而且其中有降水发生，因而潜热释放可能影响到稳定度。Lalas和Einaudi（1974）考虑饱和空气由干空气、水汽和液态水三部分流体组成来确定饱和空气的里查森数（Ri_{sat}）。另一种估算饱和空气里查森数的方法是把(3)式中的位温θ换成相当位温θe，我们用Ri(θe)来代表这样计算的里查森数。

用1979年3月6日1558、1721、1833 PST三次波特·布朗探空资料，在锋区中按50mb间隔分层计算 Ri_{sat} 和Ri（θe），结果画在图6—17。由图可见，在所有这三次探空过程中，里查森数一般都小于1.0，在锋区部分多数小于0.25。按三次探空计算得在整个锋区中Ri（θe）的平均值分别为0.8、0.3、0.5。此外，考虑到用探空资料计算得 $\frac{dV}{dz}$ 值偏低（见Bennetts和Hoskins，1979），因而使得Ri（θe）可能偏高了20—50%。因此，1979年3月6日锋区条件是可能导致切变不稳定的。

在Lalas和Einaudi（1976）的切变不稳定模式中，在切变区附近水平风速在垂直方向的廓线用双曲正切函数代表，空气密度随高度指数递减。风速在垂直方向的廓线由下式给出：

$$V(Z) = V_0 + \Delta V \tanh\left(\frac{Z-Z_0}{h}\right) \qquad (4)$$

其中，V是沿切变矢量方向的水平风速；Z是高度；Z_0是V的垂直廓线中的拐点高度；V_0是V在Z_0的数值；ΔV是V在切变层内增量的一半；h是切变层厚度的一半。

这样的廓线形式适用于1979年3月6日波特·布朗探空所得的水平风在垂直于波状雨带方向上的分量。对1558和1721PST二次探空最佳拟合的参数值分别为：V_0＝10.5米／秒，ΔV＝2.5米／秒，Z_0＝1.32公里，h＝300米；V_0＝7.0米／秒，ΔV＝5.0米／秒，Z_0＝2.26公里，h＝550米。

用上述参数值估算切变产生的波动的波长和相速度。按Lalas和Einaudi（1976）的理论，最可能实现的有三个模式，模式Ⅰ不考虑下垫面的影响；其余二个模式考虑了下垫面的谐振影响。在我们这个个例中，由于风速廓线的特点，只有模式Ⅰ和Ⅱ是有意义的，根据这二个模式计算的特征量列在表3。可见，用模式Ⅱ算出的波长和相速度与实测一致。

Chimonas等（1980）指出，风切变产生的重力波的振幅可能足够大因而导致凝结产生，而凝结潜热的释放又可能反过来加强波的发展。这一理论可能作为对观测到的波状雨带随着它的“年龄”增加而发展的一个解释。

五、结论

本文分析了冷锋区中一列波状雨带的特征。这些雨带宽3—6公里，长20—40公里，回波顶高3—5公里，雨带排列方向与冷锋垂直，彼此间的距离9—13公里。波状雨带移动的相速度为17—23米/秒，老的雨带移动得比年青的快一些。和波状雨带相对应的是锋区上方有规则的辐合和垂直气流场，以及高层位势不稳定释放形成的发生胞。

波状雨带的方向与锋区内风切变矢量近似垂直，这意味着它们可能由某种形式的切变不稳定所引起。雨带间的距离和运动速度与用Lalas和Einaudi(1976）的切变不稳定谐振理论模式计算结果一致。

附　录

关于降水粒子终末速度的回波反射率加权平均值的计算。

表6—3　用Lalas和Einaudi（1976）切变不稳定波动理论计算和1979年3月6日实测波状雨带特征量比较

时　间（PST）	理论模式	波　长（公　里）	临界里查森　数	水平相速度（米/秒）波特·布朗探空资料	UIL探空资料（1600PST）
a.理论计算					
1600—1605	Ⅰ	2.6—4.2	0.25	10	18
	Ⅱ	6.3—14.5	0.14	11—12	19—21
1726—1736	Ⅰ	4.1—7.7	0.25	7	—
	Ⅱ	11.5—26.6	0.14	8—9	—
b.实测		12—19	见图17	～13*	22—23**

* 此值约根据波状雨带相速度在南北方向的梯度，线性外推到波特·布朗得到的。

** 根据在雷达站北边70—140公里处较强雨带的移动推算出来的。

通常估算$\overline{V}_P$的公式是：

$$V_P = CZ^d\left(\frac{\rho_0}{P}\right)^{0.4} \quad (A1)$$

其中C、d为经验常数，例如在Herzegh和Hobbs（1981）中取d＝0.06，C随高度而变。

在本文所举的例子中，我们有足够的雷达和飞机实测资料，因而可用类似于Atlas等（1973）和Battan（1973）叙述的方法计算$\overline{V}_P$。所用方法如下：

如果粒子大小和雷达波长相比足够小，因而满足莱雷散射条件，则雷达反射率可以表达为：

$$Z = \int N_D D^6 dD \quad (A2)$$

其中，$N_D dD$是直径D到（D＋dD）范围内的粒子数。

如果粒子大小遵从Marshall—Palmer分布，

即：$$N_D = N_0 e^{-\Lambda D} \quad (A3)$$

降水粒子终末速度V_P可表示为：

$$V_P = aD^b \quad (A4)$$

其中，a、b为经验常数，与粒子性质有关（Locatelli和Hobbs，1974）。

粒子末速度的反射率加权平均（即产生雷达观测的Z值的粒子在静止空气中的平均多普勒速度）为：

$$\overline{V}_P = \frac{\int aD^b N_D D^6 dD}{\int N_D D^6 dD} \quad (A5)$$

将（A3）代入（A5），积分，得到：

$$\overline{V}_P = \frac{a\Gamma(7+b)}{\Lambda^b\,\Gamma(7)} \quad (A6)$$

其中Γ为Γ函数。将(A3)代入(A2)，积分得：

$$\Lambda = \left[\frac{N_0 \Gamma(7)}{Z} \right]^{1/7} \tag{A7}$$

对零度亮带上方的冰晶粒子，

$$Z = Z_e \frac{|K_w|^2}{|K_i|^2} \tag{A8}$$

其中，Z_e为雷达测得的回波反射率，$|K_i|^2$和$|K_w|^2$分别为冰晶和水滴的介电常数(Battan，1973)。因此：

$$\Lambda = \left[\frac{N_0 \Gamma(7) |K_i|^2}{Z_{mea} |K_w|^2} \right]^{1/7} \tag{A9}$$

将(A9)代入(A6)，并考虑到空气密度的影响(Foote和DuToit，1969)得：

$$V_P = \frac{a\Gamma(7+b)}{\Gamma(7)} \left[\frac{Z|K_w|^2}{N_0 \Gamma(7) |K_i|^2} \right]^{b/7} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{0.4} \tag{A10}$$

其中Z是雷达实测反射率(mm^6m^{-3})，ρ_0和ρ分别为地面和取样高度上空气密度。

王鹏云译 自J. Atmos. Sci. 1983, Vol.40, No.3, P543—558, 汪厚基校

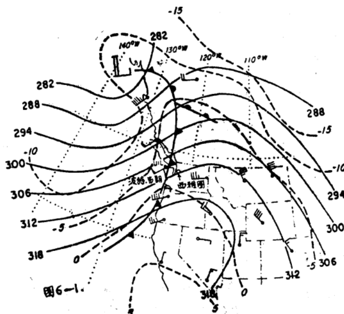


图6—1 1979年3月6日16 00PST700mb天气图CYCLES观测网的中心，也是CP—3雷达的所在地在华盛顿州的波特·布朗。

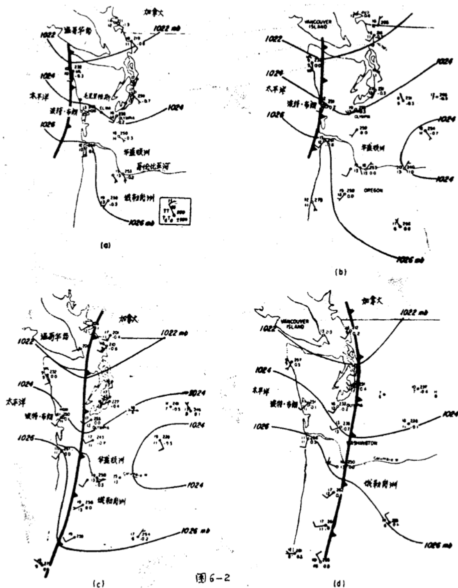


图6—2 1979年3月6日地面天气图。（a）1500；（b）1600；（C）1700；（d）1800PST，

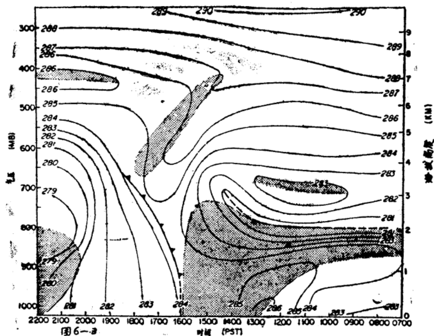


图6—3　用1979年3月6日在波特·布朗探空资料作出的湿球位温时间—高度剖面图。阴影部分表示位势不稳定区（$\frac{\partial\theta_w}{\partial z}<0$）。

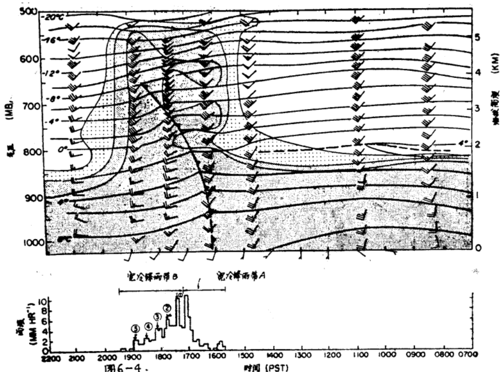
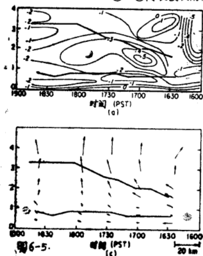


图6—4　1979年3月6日波特·布朗探空测得的温度、风、相对湿度的时间—高度剖面图。图中阴影部分代表相对湿度RH，无阴影区：RH<30%；浅阴影30≤RH≤70%；中等阴影：70≤RH≤90%；最黑的阴影RH≥90%。图的下半部分是在波特·布朗测量的5分钟平均降水强度，其中①—⑥代表波状雨带对降水的贡献。



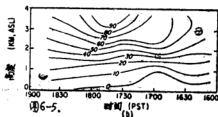


图6—5　时间高度剖面图。（a）辐散场（单位10^{-4}秒$^{-1}$，正值为辐散，负值辐合）；（b）垂直气流速度（厘米/秒，正值为上升运动）；（c）相对冷锋运动的气流轨迹，箭头长度代表20分钟的位移量。注意垂直方向坐标比水平方向放大了20倍。图中粗黑线为用多普勒雷达测量的风向随高度逆时针旋转的区域，即冷锋区。

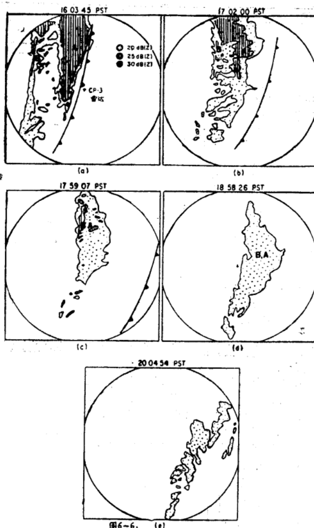
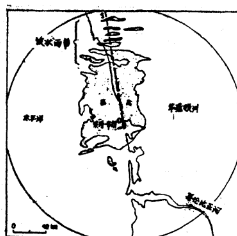
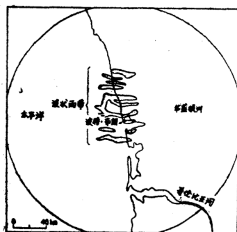


图6—6 1979年3月6日CP－3雷达在波特·布朗测得的PPI回波反射率。天线仰角0.1°，圆圈半径为140公里。





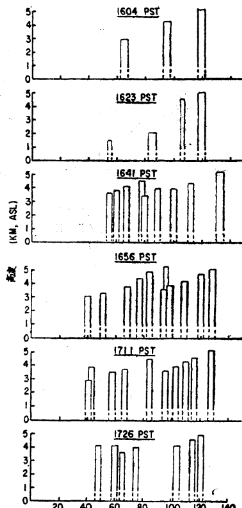


图6—7 （a）1979年3月6日1710PST波状雨带的PPI回波反射率，天线仰角1.7°，回波强度20dB（Z），A、B为宽冷锋雨带。OS垂直于波状雨带，用作垂直剖面分析，（b）同a，时间为1711PST，天线仰角3.7°。

图6—8 1979年3月6日在1604—1726PST之间波状雨带的高度和位置。雨带宽度亦由横坐标粗略反映，虚线代表在这里波状雨带不能清楚地看到。

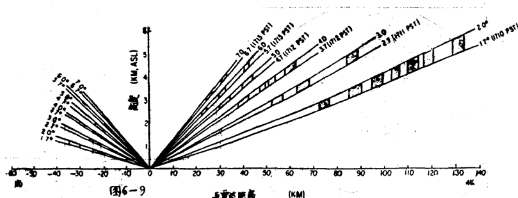
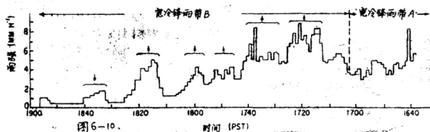


图6—9　在不同的天线仰角下观测到的波状雨带位置和高度示意图。图中阴影部分为回波强度为20dB（Z）的波状雨带，其余数字为观测时间和天线仰角。



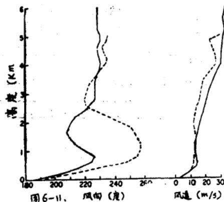


图6—10　在毛克里帕斯用华盛顿大学高分辨率雨量计观测的1分钟平均雨强。图中括弧和箭头指示的是波状雨带对地面降水的贡献。

图6—11　1979年3月6日在波特·布朗探空测得的风向和风速垂直廓线。实线——1558—1627PST；虚线1721—1751PST。

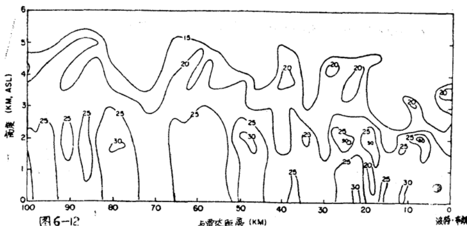


图6—12　1979年3月6日1710PST测得的沿图7a中OS方向的回波反射率〔db（Z）〕垂直剖面。

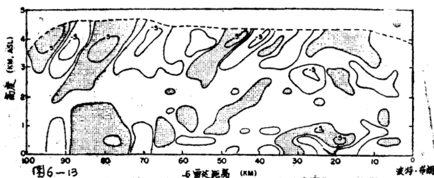


图6—13　1979年3月6日1710PST垂直于波状雨带的水平辐散$\frac{\partial u}{\partial x}$剖面图（沿OS方向）。单位$10^{-4}$秒$^{-1}$，正值为辐散，负值为辐合，阴影部分表示辐散≥$1.0\times10^{-4}$秒$^{-1}$；无阴影的轮廓线表示辐合≥$1.0\times10^{-4}$秒$^{-1}$。

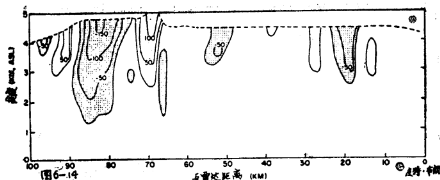


图6—14　1979年3月6日1710PST，垂直气流速度在垂直于波状雨带方向的垂直剖面图。正值为上升气流，负值为下沉气流，单位厘米/秒。最外层轮廓线代表气流数值超过30厘米/秒。

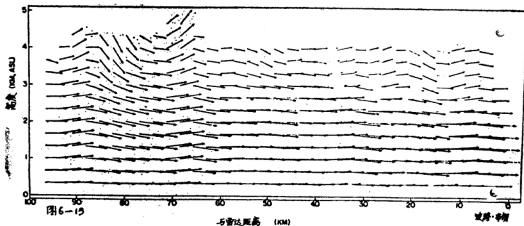


图6—15　1979月3年6日1710PST，在垂直于波状雨带方向上的相对波状雨带运动的气流轨迹垂直剖面图。箭头代表5分钟的位移量。

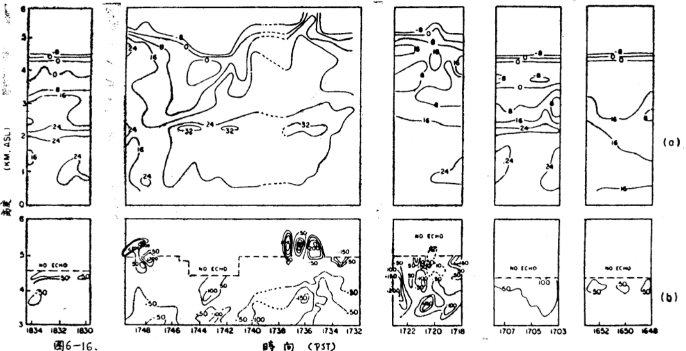


图6—16　1979年3月6日冷锋云雨系统超过雷达站时测得的时间—高度剖面图。（a）回波反射率〔dB(Z)〕；（b）用垂直指向的CP—3多普勒雷达测得的垂直气流速度，单位厘米/秒，正值为上升运动，负值为下沉运动。

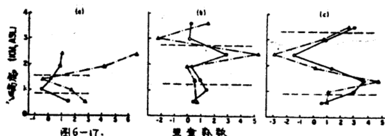


图6—17　在CP—3雷达上方切变区(虚线之间)中的里查森数（Risat —实线；Ri（θe）—点虚线）。（a）1601—1604；（b）1727—1734；（C）1836—1846PST，1979年3月6日。

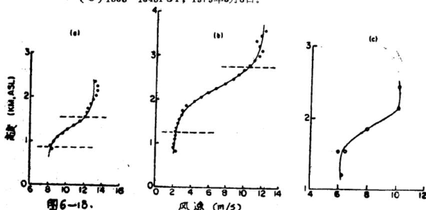


图6—18　垂直于波状雨带的水平风速垂直廓线。图中曲线为用公式$V(Z)=V_0+\triangle V\tanh[(Z-Z_0)/h]$作出的与切变区中探空资料最佳拟合曲线。（a）波特·布朗探空，1558PST；（b）波特·布朗探空，1821PST；（c）UIL探空，1600PST。

Ⅶ 雨带的形成发展相互影响和消散

DAVID B·PARSONS, PETER V·HOBBS

摘　要

用五个太平洋气旋的中尺度测量结果，对暖区雨带、锋前冷波雨带、窄冷锋雨带、宽冷锋雨带、波状雨带和锋后雨带的形成、移动、发展、相互影响和消散进行了研究。

暖区雨带形成在冷锋前沿附近并常常移开锋面。锋前冷波雨带和宽冷锋雨带形成在地面冷锋锋上和锋后，并且也移到锋前。当宽冷锋雨带赶上窄冷锋雨带时，雨带之间的相互影响最清楚。在这种情况下，窄冷锋雨带也许不是彻底的就是暂时的消散，要么是宽冷锋雨带消散，这取决于雨带的相对强度。波状雨带，以非常均匀的性质，首先在冷锋附近上空形成。即使它们的尺度小，但生命史却是相对长的。锋后雨带，有些包含着确定方位的雨核，随锋后气团内的风而移动，并表现出多种不同的生命史。

一、引言

普遍认为，中尺度雨带是与中纬度气旋相联系的降水的一个重要组成部分（如Browning, 1974；Harrold和Austin, 1974；Hobbs, 1978；Matejka等, 1980）。在以前这方面的一系列文章中（Hobbs等, 1980；Herzegh和Hobbs, 1980, 1981；Houze等, 1981；Hobbs和Persson, 1982；Rutledge和Hobbs, 1983；Parsons和Hobbs, 1983），我们已经描述了这些雨带的众多方面。本文所涉及的是几类雨带形成、发展、相互影响和消散的观测报告。

二、资料基础

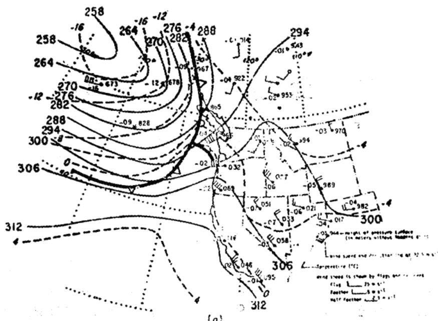
讨论的资料是华盛顿大学（UW）的气旋性温带风暴计划（CYCLES），于1976年—1977年冬季得到的。在这个计划中现有的设备和方法，Hobbs等（1980）就已用过，并给以了叙述。

本研究选择了五个气旋式风暴。每一个风暴都包括有通过CYCLES测站网的地面冷锋。对每一个例，都使用卫星资料、美国国家气象局天气资料、CYCLES发射的无线电探空测风（每小时一次）、地面测站高分辨资料和CP—3多普勒雷达资料，进行了详细的天气学和中尺度分析。因为CP—3雷达位于华盛顿海岸的波特·布朗，并有140Km的测距，所以，定量的雷达资料对水面和陆地均可实用。

三、天气形势

1、1976年11月14号

在这一天通过 CYCLES 测站网的气旋系统近4天前已作为一个西太平洋上的小低压中



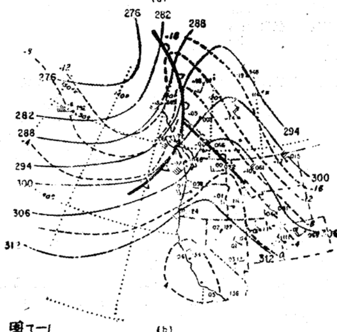


图7—1　三个气旋的700mb天气图，（a）1976年11月14日1600PST（11月15日世界时0000），（b）1976年11月21日0400PST（世界时1200），（c）1976年12月17日0400 PST（世界时1200）。点线表示槽线。

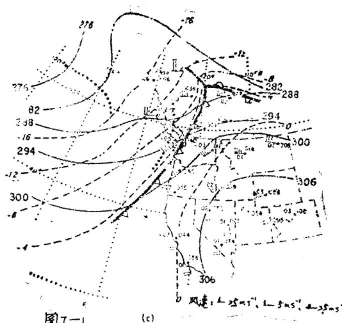


图7—1 (c)

心而生成。当这个中心向阿拉斯加的古尔浮（Gulf）移动时，发展成为中心地面气压达 954 mb的深厚锢囚系统。当系统靠近华盛顿海岸时，中心气压开始升高，表明气旋正在减弱。与此课题中讨论的其它系统相比较，11月14日的气旋地面气压最低，并且在冷锋通过 CYCLES 测站网以前就是最“老”的。

分析700mb天气图（图7—1a）表明，在冷锋通过CP—3雷达站前约1小时，CYCLES 站网上空存在着与弱暖锋带上空相联系的暖平流。CP—3多普勒雷达水平风图形也显示出在靠近地面锢囚锋前15Km、约2 Km的高空存在一弱的暖平流。CP—3雷达反射率图形显示出在CYCLES 站网上空的雨带，近于平行暖锋带。这些观测结果证实了系统的锢囚部分是位于CYCLES 站网中。图7—1a中，冷锋上空锋后的冷气团也是明显的。与高层冷空气相联系的是锋前冷波雨带(Prefrontal cold—surge rainbands）和宽冷锋雨带（Wide coldfrontal rainbands）。地面冷气团前沿以一条窄冷锋雨带（narrow coldfrontal rainbands）为标记。

2、 1976年11月17日

Matejka 等（1980），Hobbs 等（1980）， parsons 和 Hobbs（1983）对这个气旋的许多方面已作过讨论。这个系统近两天前在东太平洋上生成。当低压中心移到 CYCLES 站网北边时，开始加深并拖着冷锋带通过站网。

雷达反射率图形指示出暖区雨带（Warm—sector rainbands），与地面冷锋相联系的窄冷锋雨带，与高层冷锋带相联系的宽冷锋雨带和波状雨带（Wavelike rainbands）。

3、 1976年11月21日

1976年11月21日，通过CYCLES站网的气旋系统是11月19日当极地气团中的一个涡旋接近在中太平洋上的一条冷锋尾部上时形成的。在以后的24小时中，气旋锢囚并迅速加深，气旋中心低压下降30mb以上，达到978mb。11月21日，当系统靠近华盛顿海岸时，中心低压逐渐上升，系统开始减弱。

这个系统的700mb天气图分析（图7—1b），是与一个较老的锢囚系统相联系的典型的温度平流型。700mb上，暖平流位于CYCLES站网的北边，而850mb上，则是在站网之中。700mb上高空冷锋带也是明显的。在这个系统中850mb和700mb上的高空风一般比在本文中讨论的其它系统要弱，这部分地说明，它的地面冷锋移动比较慢的原因。

雷达反射率资料指出，在这个气旋中有以下类型的雨带：暖锋雨带（warm—frontal rainbands），锋前冷波雨带，窄冷锋雨带（包括有雨核），波状雨带和宽冷锋雨带。

4、1976年12月8日

与上面叙述的三个气旋相比，1976年12月8日通过CYCLES站网的气旋是相当“年轻”

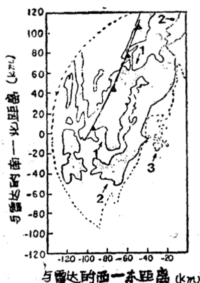


图7—2

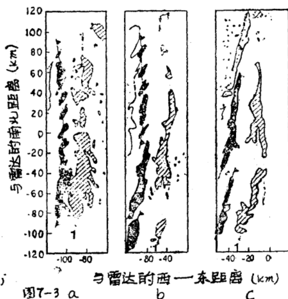


图7—3

图7—2　1979年11月17日0537仰角为0度的CP—3雷达反射率PPI显示图。点区的强度为34dB（Z），虚线为19dB（Z）。暖区雨带的第一子带（标注1)和第二条子带（标注2）在强度34dB（Z）中都是明显的。第三条子带刚开始以松散的中心组织在强度19dB（Z）中形成。

图7—3　1976年12月8日，仰角为0度的CP—3雷达反射率PPI系列示图。暖区雨带，窄冷锋雨带中心和宽冷锋雨带分别由斜线区，黑阴影区和点阴影区表示。（a）0531PST，轮廓区和阴影区强度为24dB（Z）。部分暖区雨带已与窄冷锋雨带合并。（b）0604PST，轮廓区和阴影区强度为29dB（Z）。暖区雨带正移动离开冷锋。（c）0633PST，轮廓区和点阴影区强度为29dB（Z）。暖区雨带位于冷锋前～30km处。在每个例子中，冷锋的水平范围、强度和方位与暖区雨带之间对应是明显的。

的风暴。它是12月6日以后形成的，当时极地气团中的一个涡旋移近一条云带的尾部上。当988mb的低压中心移到CYCLES站网北进入哥伦比亚时，系统开始建立并缓慢发展。拖着冷锋带通过CYCLES站网。CP—3雷达反射率图形指出了暖区雨带、窄冷锋雨带、宽冷锋雨带、波状雨带和锋后雨带（Postfrontal rainbands）。

这个系统的辅助天气图资料，是Parsons和Hobbs（1983）给出的。

5、1976年12月16—17日

1976年12月15日生成在东太平洋上的气旋，在16—17日移过CYCLES站网。它的形成，是由一条冷锋的尾部与极地气流中的一个涡旋之间相互影响的结果。气旋缓慢加深，直到形成一个994mb的低压中心。当它移到华盛顿海岸时开始填塞。

在气旋到达华盛顿海岸以前，卫星资料就已指出有一个波正沿着锋面系统的后缘（trailing）发展，而第二个弱系统正在接近冷锋尾部。两个系统的低压槽在700mb分析中可以看到（在图7—1c中用点线表示出）。华盛顿西部上空的弱冷平流和位于站网北部的暖锋带，在700mb分析中都很清楚。

12月17日大约0000PST（PST，太平洋标准时间，下同，译者注）地面冷锋移入CP—3雷达探测区。冷锋与急剧的风向转变、升压、温度和露点的稍微下降联系在一起。在冷锋通过CYCLES站网时，锋面的速度和强度显著减小。当锋面到达海岸时，观测到了带有明显的确定方位雨核的窄冷锋雨带，Hobbs和Persson（1982）讨论过，但是这些雨核在冷锋减速时，强度是减小的。

在CP—3雷达反射率资料中，也观测到了暖区雨带、宽冷锋雨带、波状雨带和锋后雨带。在位于锋后气团的一个雨带中，观测到了确定方位的核结构（An oriented core structure）。同样也观测到了嵌包在锋后气团中的一条以风向切变、升压和温度、露点下降为标志的线。

四、暖区雨带的起源和初始特征

暖区雨带位于冷锋前部并平行于冷锋的气旋暖区中（Hobbs，1978）。它们与暖区低层中位势不稳定释放相联系。这些雨带相当强，其最活跃的形式是中纬度飑线。这一节，我们用1976年11月17日、12月8日、12月16—17日的资料，介绍有关暖区雨带的形成和初始特征的观测结果。

1、1976年11月16—17日

在这个气旋中观测到了伸展高度＞7km的单独的暖区雨带。如图7—2中见到的，这个雨带包括几个子带（sub—bands）。暖区雨带形成在冷锋前沿附近，并以与冷锋相近的速度移动。当第一条子带（图7—2中标号1）加强后，便开始以快于冷锋的速度移动，第二条子带便在第一条子带前～15km处形成。当第二条子带加强后，在它前～15km处又形成了第三条子带。每条子带形成间的时间间隔为～30分钟。

2、1976年12月8日

这一天，观测到了一系列的暖区雨带，其雷达回波的顶伸展到～5km的高度上。其中一条雨带已从地面冷锋的前沿移到了暖区中（图7—3），过后，第二条雨带在相似的位置上又开始形成。似乎暖区雨带起源于地面冷锋上。图6—3提供的观测结果证实了这一看法，因为在窄冷锋雨带的水平范围、强度和降水中心的方位等与暖区雨带的子结构之间，可以看出是相

符合的。

12月8日的情况与11月17日的情况完全不同，17日，新雨带是在已有雨带的前方形成的，而12月8日两条雨带在CP—3雷达观测范围内期间，似乎是处在一个十分常定 状态 的 条 件中。除此之外，12月8日和11月17日上升气流的位置也不同，前者上升气流是与1km 以 上 的辐合相联系的（图7—4），而11月17日，上升气流来源于边界层内的辐合中(Hobbs,1980)。11月17日的暖区雨带中降水强度大一些，暖区雨带的雷达反射率，11月17日比12月8日大5dB（Z）就是证明。也许，上升气流的位置或降水引起的下沉气流强度，对新的次生雨带 在 现有雨带前方形成是重要的。

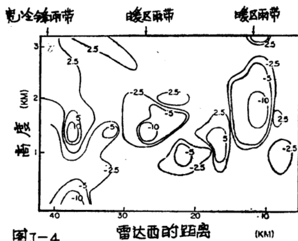


图7—4 1976年12月8日0626PST，垂直于两条靠近冷锋的暖区雨带的辐合——辐散垂直剖面图，负值表示辐合，正值表示辐散（单位：$10^{-4}S^{-1}$）。

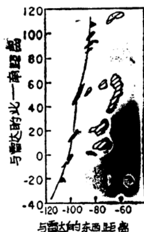


图7—5 1976年12月16日2300PST，CP—3雷达反射率PPI显示，仰角为0度。扫描强度为19dB（Z）指出在锋面上和暖区中的降水组织。阴影说明和图3一样。

12月8日观测到的其它暖区雨带，并不是在CP—3雷达范围内产生的，但是当它们通过雷达探测范围时，看来它们处于相当常定的状态。

3、 1976年12月16—17日

在这个个例中，观测到一条单一的弱暖区雨带。另一方面，在窄冷锋雨带的水平范围、强度和雨核的方位等，与暖区雨带结构之间的某些一致性是显然的（图7—5）。这些一致表明，冷锋过程可以触发暖区雨带。对暖区雨核的考查表明（图 7—6a 中的A），它形 成在沿着冷锋，距雨核5km的水平范围之内。然后，当暖区雨核加强时，便形成并扩展成为一个 弧状的降水区（图7—6b中的A1）。这块弧状的降水区与暖区中也已在冷锋雨核附近形 成的其它雨核合成一个暖区雨带的子带（图7—6c）。最后，另外一条降水区（图7—6c中的C)出现

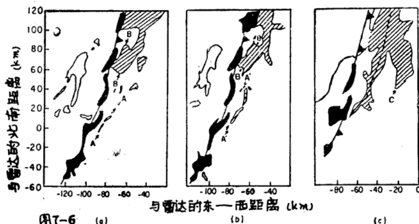


图7—6 1976年12月16—17日，仰角为0度的CP——3雷达反射率 PPI 示图。轮廓区强度为24dB（Z），阴影如图3中表示的一样。指出了地面上中尺度冷锋的位置（正是窄冷锋雨带的位置）。（a）12月16日 2331 PST，指出B暖区降水中心A和B的位置。（b）12月16日 2337 PST，中心A正以弧状区（标注A1）向北延伸。也标出了中心B。（c）12月17日0016 PST，弧状区（A1）和中心合并成一子带（实线两测）。也标出了沿着太平洋海岸线带状区前面生成的另外一中心区（c）。

在这个次生雨带的前方。这条附加的降水区由于它是沿着海岸线形成的，所以可能与地 形有关。

4、讨论

在上述三个个例中，暖区雨带形成在冷锋的前沿。在其中两个个例中看到了锋面上的大雨区和暖区中降水的最初分布之间的一致性。另一个例中，暖区带状降水的形成是由于窄冷锋雨带上雨核正前方生成的两个降水中心合并而成。

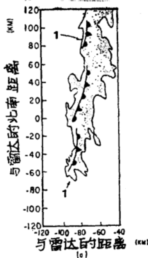
这些结果表明，锋面过程，或许因冷锋雨核有关联的潜热的释放，或动量不平衡，对暖区雨带的形成起作用。

五、锋前冷波动雨带的形成和初始特征

锢囚锋系统详细的中尺度分析（Kreitzberg和Brown，1970；Browning等，1973；Matejka等，1980）已经指出，在冷气团前沿的锋区可包括几个连续的冷空气脉动（Pulses of Cold air）最强的脉动，就是标准定义的冷锋，而位于暖锋上空的弱脉动称为锋前冷波动（Prefrontal Cold Surges）。这些冷波动与中尺度雨带联系在一起，成线状近似平行于气旋尺度冷锋。这一节，我们介绍在1976年11月14日、21日通过CYCLES站网的冷性锢囚系统中观测到的有关锋前冷波动雨带形成及特征的观测资料。

1、1976年11月14日

这个个例雷达探测的初期，一条宽冷锋雨带已经跨在地面锢囚锋上（图7—7a）。这条雨带伸展到～5 km的高度上，随高空风以快于地面锋 8 m/sec的速度移动。在它通过cp—3雷达站上空时（图7—7b），雨带与气压的微升相联系，这或许是高空冷空气脉动的表示。CP—3多普勒雷达彩色显示的水平风图形，在2.5到4.0km高度间包括一个近25°的风随高度的



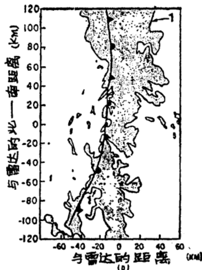


图7—7

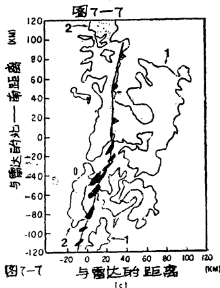


图7—7

图7—7　1976年11月14日，仰角为0度的一系列Pc—3雷达反射率PPⅠ示图.点轮廓区强度为24dB(Z)。(a) 1609PST宽冷锋雨带（标号1）跨在锢囚锋上。(b) 1732 PST，宽冷锋雨带位于锢囚锋前。(c) 1838PST，宽冷锋雨带在锢囚锋前～50km处，就是作为锋前冷波动雨带分类的。第二条宽冷锋雨带（标2）也显示出。窄冷锋雨带的中心用黑色显示，在雷达显示上是明显的。

逆转层。当雨带向CP—3雷达探测区东部边缘移动时，雨带位于地面锋前50km处和高空暖锋带上（图7—7c）。这个阶段，由于雨带近似平行于冷锋并在暖锋带之上，所以，把它归为锋前冷波动雨带这一类。

同一时间，观测到在地面锢囚锋后第二条宽冷锋雨带形成（图7—7c）。这条雨带也比地面锋移动快，后来观测到它跨在了锋面上。相对于锋面，第二条雨带的位置后来与在图7—7a中表示的第一条雨带的位置相似。

2、 1976年12月21日

在这个气旋中观测到的锋前冷波动雨带与上面叙述的类似，只不过更好确定一些。

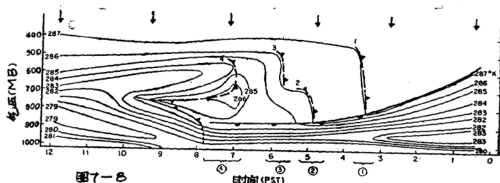


图7—8　1976年11月21日，在华盛顿海岸的波特·布朗无线电探空资料的湿球位温的垂直剖面图分析。图顶的箭头表示探空的时间。地面上四条锋前冷波动雨带过境的时间在图底用括号指示出。高空相应的冷空气脉动也给出。图的左下角指出的暖区可能是由于地面加热边界层的缘故。

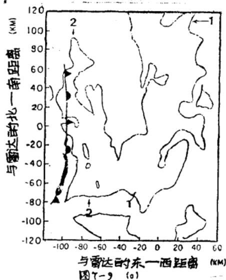
1976年11月21日观测到一系列的四个雨带都近似平行于冷锋，雷达回波顶伸展到5 km以上。鉴于它的方位和位置是在锢囚系统中，我们把它们归为锋前冷波动雨带这一类。其它的观测结果也支持这种分类。如CP—3多普勒雷达资料，揭示了风随高度显著的逆转，特别在第一和最后的雨带里的风逆转分别为：在3.5到6.0km高度间，从260°转到230°；在1.5到4.5 km间，从270°转到230°。有时，这些雨带也同地面气压的微升，以及上空温度和湿球位温的减少相联系（图7—8）。

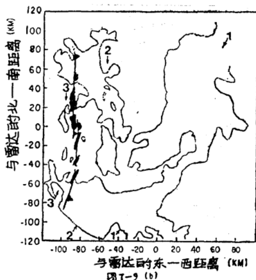
雨带表现如下：在雷达开始探测时，观测到了两条位于地面锢囚锋前并平行于锢囚锋的波动雨带（图7—9）。相比其它特征，这第二条雨带浅薄一些而且强度弱。两条雨带都比地面锋移动快。第三条雨带形成在地面锋后，也比锋面移动快，最后超过了锋面（图7—9b）。就在此时，在地面锋后观测到了第四条雨带（图7—9c），它也迅速地超过了地面锋。即使当第四条雨带还处在锋后也特别好确定。当它移到地面锋上时，降水和风的结构已经和消散的锋面联系在一起。在地面锋上的降水消散以前，与锋面联系的雨核显示强度超过34 dB（Z）的反射率，并与明显的风向切变相联系。在第四条雨带后面，没有再观测到雨带。虽然在第四条雨带通过以后仍然持续为冷平流，但在地面上没有再出现明显的锋面特征。

3、讨论

上述观测结果表明，锋前冷波动雨带产生在地面锢囚锋后，这一发现与Kreitzberg 和Brown（1970），Matejka等（1980）指出的，产生于冷气团中的冷空气脉动是一致的。由于Matejka等（1980）和Hobbs等（1980）发现宽冷锋雨带本身与增强的斜压区相联系，观测到锋前冷波动雨带产生的位置与宽冷锋雨带相似是很有意义的。伴随宽冷锋雨带的斜压性增强同联系着锋前冷波动相比，无疑较弱，前者常与冷锋面上空的不规则性有联系（Matejka等，1980）。这种波动雨带的斜压性增强的可能理由或许是高空不同的平流，或者蒸发冷却发生作用的时间相对比宽冷锋雨带要长。

在这一节所叙述的两个个例中，与高空冷空气脉动相联系的雨带，都比冷锋上的雨核结





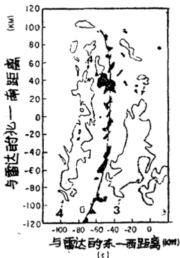


图7—9　1976年11月21日，仰角为0度的一系列CP—3 雷达反射率PPI示图。窄冷锋雨带上的降水中心用黑色标出，它们在雷达显示中是明显的。（a）0330PST，点轮廓区强度为19dB(Z)。两条锋前冷波动雨带(标号1和2）位于窄冷锋雨带前。（b）0400 PST，点轮廓区强度为19dB（Z）。宽冷锋雨带（标号3）开始在地面锋后形成。也标出了两条锋前冷波动雨带。（c）0528 PST，点轮廓区强度为29dB（Z）。在地面锋后出现另一条宽冷锋雨带(标号4)。前一个宽冷锋雨带现在已移到了地面锋前。

构的移动迅速得多。因此，在锢囚系统中，相对于地面冷空气的前沿，高空冷空气要超前。

六、宽冷锋雨带的起源和初始特征

在所有的个例中，窄冷锋雨带都与跨越地面锋的风向转变相联系，并与锋面保持重合。而且，窄冷锋雨带都包含同地面锋保持明显角度的若干雨核，就像Hobbs（1978），James和Browning（1979），Hobbs 和 Biswas（1979）所首先注意到的那样。

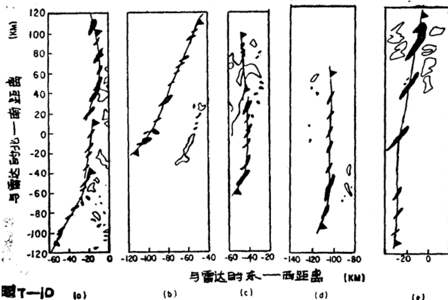


图7—10　5个冷锋的CP—3雷达反射率PPI示图，雷达仰角为0度。图中窄冷锋雨带降水中心用黑影表示，其余降水区无阴影表示.（a）1976年11月14日17 33 PST，轮廓区强度为23dB（Z），（b）1976年11月17日，轮廓区强度为39 dB（Z），（c）11月21日 0544 PST，轮廓区强度为29 dB（Z），（d）12月8日 (531 PST，轮廓区强度为34 dB（Z），（e）12月17日1206 PST，轮廓区强度为34 dB（Z）。

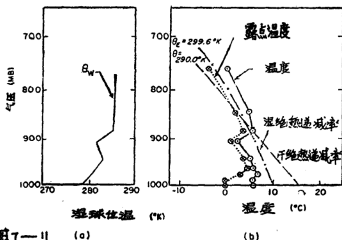


图7—11　1976年11月21日　045)PST 探空得到的低层的热力学变量的垂直剖面图。（a）湿球位温；（b）温度和露点。注意边界层内所有的趋势都是稳定的递减率。

图7—10给出了所叙述的五个个例中与降水相联系的每个个例的雷达回波图形。在不同的个例中，显然有很多的相似性。例如，雨核的长轴与锋面间的平均角度从34°到38°，而五个个例中雨核的平均水平面积在48到100km²间变动。不管雨核前方边界层中气流存在多么重要的差别，也不管边界层中的稳定度，从三个个例中的位势不稳定，到76年11月21日的十分稳定的递减率（图7—11），这些相似性还是出现了。因为受到其它雨带之间的相互影响，窄冷锋雨带的这些特征以及雨核是随时间变化的。在第10节中，我们再研究这些相互影响。

七、宽冷锋雨带的形成和初始特征

宽冷锋雨带是与冷锋上面增强的锋面尺度抬升运动相联系的，有时候这种抬升看来同不规则的锋面形势有联系（Hobbs 等，1980；Matejka 等，1980）。这些雨带近似平行于地面冷锋。宽冷锋雨带宽为几十公里，而窄冷锋雨带的标准是几公里。这一节我们将介绍五个气旋系统中每个系统的宽冷锋雨带的形成和初始特征，每个系统都至少包括两条宽冷锋雨带。

1、 1976年11月14日

在第3a节中已叙述过，在这个个例中有两条宽冷锋雨带在地面冷锋前移动，并赶上暖锋，最终变成为锋前冷波动雨带。

在第一条宽冷锋雨带已经移到锋前以后，CP—3雷达在地面冷锋后约40km处观测到以细胞状降水区为起源的第二条宽冷锋雨带（图7—12）。细胞状区域覆盖的面积达120 km²，伸展高度为3.5km。其中心缓慢地发展成为宽约20km的带状形。它就是图7—7c中表示的第二条宽冷锋雨带。

2、 1976年11月17日

1976年11月17日，观测到四条宽冷锋雨带。它们伸展到5—6km高度，并与雷达回波顶附近的弱发生胞联系在一起（Hobbs 等，1980）。由于宽冷锋雨带移入CP—3雷达探测区时就已经存在，所以，它的起源不清楚。但从它们的移动和至少出现在地面冷锋后100km处（图

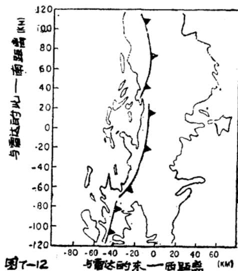


图7—12 1976年11月14日1748 PST 的CP—3雷达反射率 PPI 示图，仰角为0度。点轮廓区强度为 19 dB（Z）。中尺度冷锋在地面上的位置（由窄冷锋雨带确定的）。表示的主要特征是第一条宽冷锋雨带跨在锋面上。地面冷锋后不规则的中心是第二条宽冷锋雨带的起源。

7—13）这点来看，雨带显然是在冷锋云后缘的某些地方形成的。对云尾部的调查显示出高空存在加强的反射率的带状区。这些带状区可能就是宽冷锋雨带的前身。雨带随着3到6km高度之间的风速移动。因为它们的移动速度比地面冷锋快8m/sec，所以，最后追上了冷锋，并移入暖区。

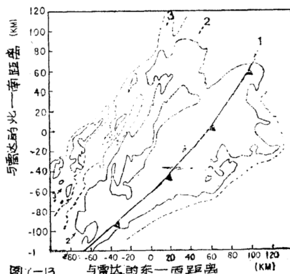


图7—13 1976年11月17日0802 PST，仰角为0.8度的CP—3雷达反射率PPI示意图。点轮廓区强度为29 dB（Z），虚线区强度为24 dB（Z）。地面上中尺度冷锋的位置也标出（由窄冷锋雨带确定的）。表示出了三条宽冷锋雨带（标号1—3）。

3、1976年11月21日

这一天观测到了两条宽冷锋雨带。它们伸展到接近6km的高度上，并与高空发生胞相联系。宽冷锋雨带随冷锋上部的风，以快于地面冷锋几米/秒的速度移动。它们超过地面锋，并变得与暖锋上空的第三和第四个冷空气脉动联系在一起。

从图7—9b可以看出第一条雨带的发展。它与第三个冷空气脉动（参看图7—8）有联系，并开始以弱而分散的雨核形式在冷锋后部形成。成熟形式的雨带宽约30km，具有比初生阶段大10—15dB（Z）的雷达反射率。

第二条宽冷锋雨带，是在第一条雨带后60km以外首先观测到的。与第一条宽冷锋雨带不同的是，第一条雨带在比较靠近地面冷锋附近发展（图7—9b），而第二条雨带当它移入CP—3雷达范围时，已经可以分辨出带状的形式。在这个雨带的后部就是高空反射率增强了的雨带（图7—14）。

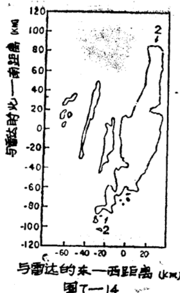


图7—14 1976年11月21日0802PST，第二条宽冷锋雨带的CP—3雷达反射率示图，雷达仰角为1.9度。轮廓区强度为14dB(Z)。窄条区和雨带后中心区中降水并没达到地面。

4、1976年12月8日

这天观测到了三条不很明确的宽冷锋雨带，它们伸展到5.6km附近的高度，并且与高空发生胞联系在一起。它们以快于地面锋几米/秒的速度随冷锋上面的风速移动。但是，雨带还没有移到地面冷锋前，就消散在锋面上。

当第一条宽冷锋雨带移入CP—3雷达范围时，雷达反射率图形是明显的（图7—15a）。当第一条雨带向地面冷锋移动时，在它后面约30km处开始形成第二条宽冷锋雨带（图7—15—b）。第二条雨带重复前面的在第二条雨带后约30km处形成（图6—15C）。

5、1976年12月16—17日

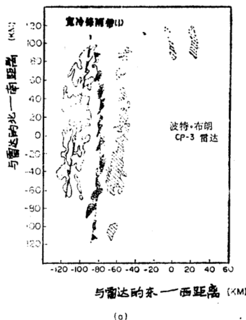
在这个个例中，虽然有两条宽冷锋雨带，但是其中的一条（约宽30km）的主要降水特征是与高空冷锋相联系的（图7—16a）。这条雨带以快于地面冷锋4m/Sec的速度移动，一部分追上地面锋，并进入暖区。这一特点与上面叙述的相似。

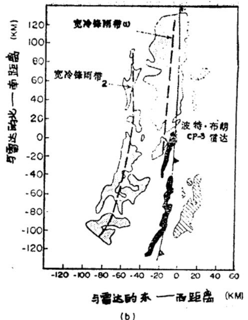
第一条雨带，在移入CP—3雷达范围内时就已经存在。而第二条较弱的宽冷锋雨带是在雷达范围内形成的。这个雨带最初的形式，是位于第一条宽冷锋雨带中心前约30km处的一些分散的雨核（图7—16b）。同时，当波状雨带在这个区域内趋于增强时，这个核结构也增强并合并成第二条宽冷锋雨带（图7—16c）。在第一条宽冷锋雨带的后面，除了高空狭窄的降水线外，雷达反射率结构再没显示出其它的宽冷锋雨带。

6、讨论

这一节叙述的宽冷锋雨带呈现出惊人程度的相似。每一个例中，雨带均比地面锋移动快，从快几米/秒到8米/秒。当雨带到达地面锋上时，常常超过它并移入暖区，然后到暖锋上。

宽冷锋雨带相对于冷锋的运动指出了与宽冷锋雨带相联系的增强的中尺度斜压带和地面锋之间相互独立的程度。最近的理论研究（如Hoskins和Heckley，1981），和最初Sanders





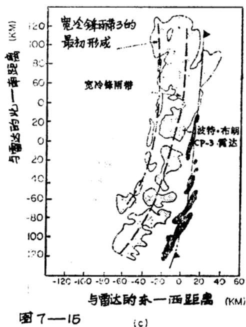


图7—15 1976年12月8日，回波强度在轮廓区内为24dB(Z)，仰角为0度的CP—3雷达反射率PPI系列示图。阴影表示的雨带类型如图3一样，(a)0551PST，给出了第一条宽冷锋雨带(标号1和虚线标志)；(b)0657PST第一和第二条宽冷锋雨带(标号1和2)；(c)0723PST，第三条宽冷锋雨带的最初形成。注意，雨带并没移入暖区。

(1955)所做的观测研究表明，冷锋中极大的温度梯度和速度是相当浅薄的。因此，对流层中层的锋区可能受中尺度特征的影响这一点，并非意外。

宽冷锋雨带的形式，发生在冷锋云的后缘和地面冷锋之间。尽管在某些个例中，雨带形成在已有的宽冷锋雨带的前面，但更多的情况，雨带是形成在已有宽冷锋雨带的后部。宽冷锋雨带的形成常常以高空狭窄的降水线或者以分散不规则的雨核为前兆。冷锋之上的位势不稳定的存在，散乱的雨核和狭窄降水线的出现，表明被嵌入的高空对流可能先于宽冷锋雨带。

八、波状雨带的起源和初始特征

在所有本文叙述的五个气旋中，除一个（1976年11月14日）外都包括有明显的波状雨带。在其它四个个例中，波状雨带接近或位于宽冷锋雨带之中。但是，波状雨带与宽冷锋雨带不同，后者在无前者情况下可以存在，而波状雨带只能位于宽冷锋雨带之中或外侧。波状雨带最适宜选择的位置似乎是朝着与高空冷锋相联系的高层降水层的后部。

图7—17给出了观测到的波状雨带。它们具有许多相似之处。例如，它们平均间隔的变化范围只有11到16km，其平均面积在50到200km²之间。而且每个个例中，雨带的长轴都近似地垂直于天气尺度的地面冷锋锋线。尽管波状雨带之间具有相似性，但是与Matejka等(1980)所讨论过的波状雨带确有明显差别。在Matejka讨论的个例中，波状雨带是与锢囚中锋前波动后面的冷气团中浅薄而强烈的对流联系的。这里讨论的波状雨带显然在垂直方向最清楚，

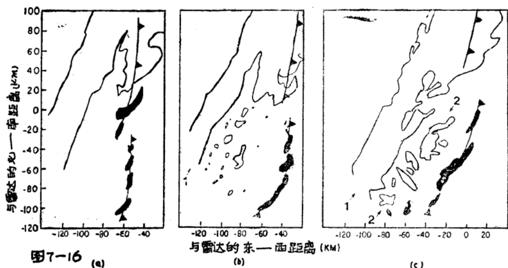


图7—16　1976年12月17日的CP—3雷达反射率PPI系列示图，雷达仰角为0度，轮廓区内强度为24dB（Z）。阴影所表示的不同雨带类型和图3一样。（a）0122PST，第一条宽冷锋雨带的位置；（b）0206PST，分散的蜂窝状降水区在宽冷锋雨带前方的形成；（c）0337 PST蜂窝状区排列形成第二条冷锋雨带。

从锋带顶部附近到雷达回波的顶部（典型的是从1.5到5.5km）。在大多数个例中仅仅有小量的位势不稳定存在于雨带顶部附近。

因为，波状雨带经常是在CP—3雷达以≥2°的仰角扫描时观测到的，所以，要追踪个别雨带的生命史是困难的。然而它的生命期长，在一个例子中，波状雨带能存在达3小时之久，在另外的例子中，从相隔162km的CP—3和UW探测雷达两者的数据来看也都是明显的。由于波状雨带的水平尺度是典型的小的中尺度范围，所以它的生命期之长使人感到惊奇。

九、锋后雨带的源地和初始特征

锋后雨带位于冷锋降水区后面，锋后气团云中。Houze等（1976），Hobbs（1978）和Matejka等（1980）对这类雨带的某些方面已作过讨论。它们属于对流性的，并与锋后气团低层的位势不稳定，或/和条件性不稳定有关的。它们近似垂直于地面冷锋排列成行。这一节，我们在1976年11月14日；12月8日和12月16—17日气旋中收集到的资料的基础上，谈一下有关锋后雨带的源地和初始特征。

1、1976年11月14日

这一天我们观测到两条位于雷达探测区北部的锋后雨带。在它强度最大的，每条雨带均覆盖一块约600km²的区域。雨带伸展到3.5km的高度并随低层风速移动。雨带的位置、高度和运动表明，它们是与出现在锋后气团中的典型的位势不稳定相联系的。

第一条锋后雨带在CP—3雷达资料中清楚地观测达1.5小时，后来就移到奥林匹克山中去了（olympic Mountains），（图7—18）。在整个观测过程中，除了当它接近沿海时以微弱的趋势加强外，似乎完全处于常定状态之中。第二条锋后雨带（图7—18b和7—18c）形成在第一条锋后雨带后约20km处。虽然对流单元在现有对流的前方形成这种趋势已为众所周知，但是，更新的对流单元或对流线在现存的对流线后面形成却不多见。在这个个例中，第二条雨带可能已经存在，只是因为它又浅薄又弱，因此在观测过程中雷达没发现。

2、1976年12月8日

这一天，观测到两条都属对流性的，并位于高空冷锋降水区后160km处的锋后雨带（图7—19）。每个雨带的前缘都伴随有地面风速急剧增加、温度微降和阵性暴雨。它们的雷达回波顶在3—4km高。在这些雨带40km内发射的无线电探空表明，锋后气团是位势的和条件性的不稳定。

雷达资料并没测到雨带的起源。在1.5小时的观测中，雨带似乎都是常定状态，其两者是狭窄的（宽约10km）。在雨带和它们的中心移过CP—3雷达探测区的过程中，强度和彼此30km的间隔等方面始终没太大变化。

3、1976年12月16—17日

在此个例中，在地面冷锋通过波特·布朗后的九个多小时中，一系列锋后雨带都很明显。这些雨带随边界上部的风速移动。雷达回波顶达接近3.5km的高度。虽然多数情况中雨带的宽度<10km，但是它们的水平尺度和结构却是变化的。

能观测到第一条锋后雨带的时间约1.5小时，后来它移到冷锋降水区附近而难以确定。这个雨带一个显著的特征是存在有确定方位的雨核(图7—20)，类似于Hobbs和Biswas（1979）在窄冷锋雨带中观测到的情形。我们认为，这是第一次报导锋后雨带中雨核结构的观测结果。在第一条雨带后面观测到的其它锋后雨带，也显示出具有确定方位的雨核结构趋势。

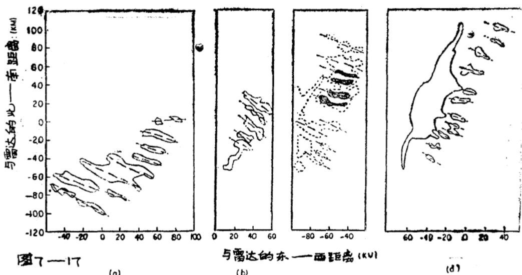


图7—17　CP—3雷达反射率PPI显示表明的波状雨带（长轴沿着虚线）。（a）1976年11月17日1102PST雷达仰角29度，轮廓区强度为24dB（Z）；（b）1976年11月21日0832PST，仰角、强度同上；（c）1976年12月8日0628PST，仰角、强度同（a）。黑色区是在别的仰角情况下，反射率明显的附加区。（d）1976年12月17日0403PST，雷达仰角为1.9度，轮廓区强度为29dB（Z）。波状雨带后面是一较大的宽冷锋雨带。

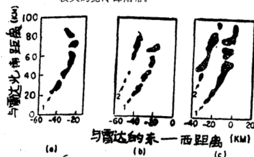


图7—18　1976年11月14日，仰角为0度，轮廓区强度为24dB（Z）的CP—3雷达反射率PPI系列示图。（a）1907PST，第一条锋后雨带（标号1）。（b）1922PST第一条锋后雨带和开始形成的第二条锋后雨带（标号2）。（C）1942 PST，两条锋后雨带。

在锋后雨带之间，没有观测到相互影响。

此个例中，在锋后雨带中出现确定方位的雨核结构，并非完全出乎意料。在冷锋通过CP—3雷达站以后，当一个波沿着CYCLES站网西南该锋区的后缘发展时，它的速度和强度明显的减小。在此期间，冷锋后的地面风开始逐渐转为偏南方向。这些状态维持达9小时，直到同雨带相联系的风向骤然转变移过测站网，边界层的风变为偏西风。在观测到第一条锋后雨带的过程中，边界层气流与锋前的状况类似，边界层气流对确定方位雨核结构的形成被认为起重要的作用（Hobbs和Persson，1982）。

十、宽冷锋雨带和窄冷锋雨带之间的相互影响

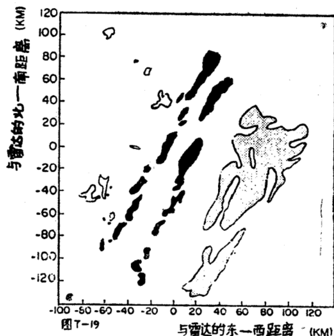


图7—19　1976年12月8日1123PST时，仰角为0度的CP—3雷达反射率PPI示图，黑色区代表两条锋后雨带，点区是陆地上发展的锋后特征。

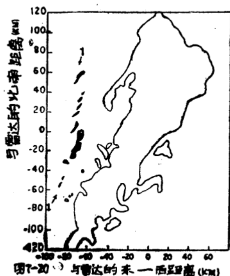


图7—20　1976年12月17日 0552PST，雷达仰角为0度，轮廓区强度为19dB(Z)的CP—3雷达反射率PPI示图。在与冷锋以上抬升相联系的降水区后明显的第一条锋后雨带的确定方位的核结构（标号1）。

窄冷锋雨带和宽冷锋雨带间的相互影响表现最明显。观测到的相互影响可分为三类(7—21)。

第一种类型，宽冷锋雨带移过窄冷锋雨带并移到它的前边，而前者继续存在(图7—21a)。当宽冷锋雨带位于地面冷锋上时，窄冷锋雨带开始变性。这一阶段，要确定窄冷锋雨带就比较困难。从多普勒雷达资料来看，宽冷锋雨带的通过，有使边界层内锋面辐合减小的迹象，而这些辐合对于窄冷锋雨带的维持是必要的(Hobbs和Persson，1982)。当宽冷锋雨带移到地面锋之前时，窄冷锋雨带又开始很不规则，包括有雨核但排列已不太明显的线而重新形成。以后，雨核才以与天气尺度冷锋成30～35度角进行排列。雨核在锋面上再生的时间周期约为10—75分钟。

在相互影响的第二种类型中，宽冷锋雨带移过并移到窄冷锋雨带之前的这种运动，总是使得后者消失(至少在雷达范围内是如此)，并且，锋面的风向转变大大地减弱(图7—21b)。1976年11月21日，当第四个冷空气波动移过地面冷锋时就出现了这种类型。此时，低压中心在填塞，而NWS(美国国家气象局)分析也指出锋面正在消散。宽冷锋雨带是后来和高空占优势的冷空气脉动联系到一起的。

在窄冷锋雨带和它的雨核结构比较明确，而上空的宽冷锋雨带相当弱时，发生相互影响的第三种类型，在这种情况中，宽冷锋雨带移过地面锋上，然后随之消散。

十一、雨带的消散

雨带在受到其它雨带的相互作用时能够消散。前面已经讨论了两种例子(图7—21b和7—21C)。地形也能破坏雨带，像Parsons和Hobbs所讨论的。Browning等(1973)发现，当环境条件(诸如位势不稳定的存在或它的位置)变化时，雨带就可能消散。

十二、概要和结论

在这篇文章中，我们考察了西北太平洋五个气旋的暖区、锋前冷波动、窄冷锋、宽冷锋、波状和锋后雨带的形成、发展、相互影响和消散等许多方面。

暖区雨带似乎形成在冷锋前缘的正前方，它们的子结构的尺度，类似于组成窄冷锋雨带的雨核。宽冷锋雨带在冷锋云区后缘和地面冷锋之间的某些地方形成，有时在地面锋后150多km。锋后冷波动雨带形成的位置，类似于宽冷锋雨带，但在未闭合的气旋波中，它们的形成具有更接近地面冷锋的趋势。波状雨带显示出一种明显的趋势，即它的位置在地面冷锋的后部，其雷达回波顶，靠近或就在冷锋区之上。

在某些雨带最初形成过程中，有出现弱的无组织的对流或被嵌包的对流的趋势。以前关于热带飑线(例Houze，1977)和中纬度飑线(如kreitzberg和Perkey，1977)的研究中已揭示出，对流尺度系统具有发展中尺度上升气流的作用。

在此文章中，我们也介绍了一些雨带形成以后的雨带特征的某些方面。暖区雨带从地面冷锋移开去。在研究的三个个例的两个个例中，新的带状的暖区降水形成在现有暖区雨带的上风方。所有的宽冷锋雨带都比地面冷锋移动快，最后追上地面冷锋，此后，它们的特征就变化了。在锢囚系统中的两条宽冷锋雨带在地面冷锋前方运动，并变得与暖锋上锋前冷波动有联系。在这些气旋的一个气旋中，宽冷锋雨带消散在地面冷锋之上。另外两个气旋中，宽冷锋雨带移到地面冷锋之前进入暖区之中。

Matejka等(1980)指出，移入暖区的宽冷锋雨带，与产生在冷锋前的哪些暖区雨带，可

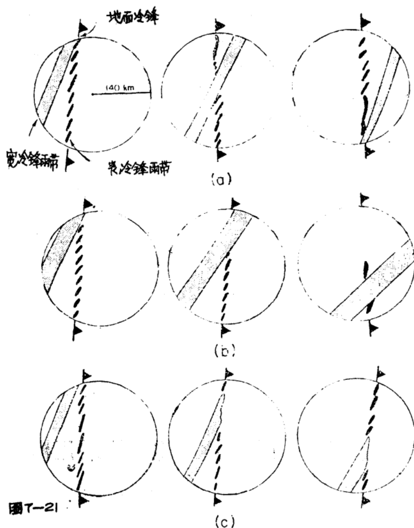


图7—21 宽冷锋雨带与窄冷锋雨带间相互影响的三种模式略图。(a)宽冷锋雨带赶上窄冷锋雨带（在1976年11月17日和21日的14个 个例基础上）。扰动了窄冷锋雨带，但是 它 的核结构又 重 新 的 形式。（b）宽冷锋雨带赶上窄冷锋雨带而后者消散（在76年11月21 日 个例基础上）。（C)宽冷锋雨带到达但 并未移到窄冷锋雨带之前（76 年12月8日个 例 基 础上）、

能具有不同的动力和微物理学的特征。但在Matejka等归类的宽冷锋雨带中，辐合是在较低层最强，这与冷锋上的宽冷锋雨带的通常形式有所不同，后者，高层一般有其最强的辐合。

当宽冷锋雨带移入暖区时，这个雨带的变态对触发暖区对流系统的生成可能是重要的。例如，Newton（1950）发现，暖区飑线常常是起源于地面冷锋的后面。

这篇文章中叙述的波状雨带，具有移向地面冷锋的分量，但是，它们似乎依然处在地面锋的后面。这些雨带具有最惊人的相似性。例如，在四个包括波状雨带的气旋中，其平均波长变化幅度仅仅是从11到16km。

锋后雨带，随冷锋后的风移动，所以始终是在锋后的气团中。在一个个例中观测到一条锋后雨带在现存的锋后雨带的后部形成。Houze等（1976）叙述过一条形成在现有雨带前方的锋后雨带，在某种意义上，这条雨带是典型的对流系统。在目前的研究中，观测到的一条锋后雨带维持对流状特征，包括风和温度变化。Matejka等（1980）叙述过一条增强并最终分析成付冷锋的锋后雨带。看来锋后雨带在最初形成以后，可以表现出多种不同的生命史。

窄冷锋雨带的强度，受与宽冷锋雨带的相互影响所调整。当宽冷锋雨带追上地面冷锋时，窄冷锋雨带和它的雨核结构就可能难以确定。但是，紧接着窄冷锋雨带又可以作为“波状的”降水线而再生，它们随后分解成为Hobbs（1978），James和Browning（1979）和Hobbs，Biswas（1979）叙述过的有确定方位的雨核。但是，在此文叙述的一个例子中，在一特别强的宽冷锋雨带超过窄冷锋雨带后，窄冷锋雨带便消散了并且没有再生。在其它时候，当一弱宽冷锋雨带移过一条强窄冷锋雨带时，前者消散。

李军译自J.Atmos.Sci.1983，Vol.40，No.3，P559—579，汪厚基校

VIII 暖锋雨带的“播撒—馈增”过程模式

STEVEN A·RUTLEDGE，PETER V·HOBBS

摘　要

以往的实地观测研究已经表明：来自播撒云的冰粒下落通过低层“馈增带”而增长，就形成暖锋雨带。本文中，我们给出了冰晶这种增长过程的参数化数值模拟的结果，这种增长过程使得“播撒—馈增”类型的暖锋雨带的降水加强。对以下两种类型的暖锋雨带应用了此模式。第一类（类型一），空气在暖锋附近的垂直运动比较弱，以大范围的缓慢抬升为主要特点。而第二类（类型二），垂直运动比较剧烈，中尺度特征更明显些。

模式模拟结果指出：对于第一类暖锋雨带，播撒冰晶在“馈增带”中的增长是由于水汽凝华

的结果。在这种情况下，"馈增带"相对于水面是轻度准饱和的，因为云带中有播撒冰晶存在。在那些并非受到高层播撒的区域，起源于"馈增带"中的雪晶主要靠凝华和结霜作用增长，产生的降水率一般为1mm/h，而"播撒一馈增"云系的降水率为2mm/h。播撒种冰晶的存在，对由"馈增带"产生的冷凝物的有效转移有所作用。对于第二类暖锋雨带，强烈的中尺度上升运动提供了播撒种冰晶主要靠结霜而增长的液态水。

对于这类暖锋雨带，模式对其凝结率、雷达反射率及降水效率的预报是比较符合于实际观测的。

一、前言

对太平洋西北部气旋风暴的观测研究表明，强降水区常常以雨带的形式出现（如Houze等1976；Hobbs,1978；Matejka等,1980）。已经辨认出有六种雨带：暖锋雨带、暖区雨带、宽冷锋雨带、窄冷锋雨带（锢囚）锋前的冷波动雨带、锋后雨带。

实际观测研究指出，在暖锋（Hobbs,1978；Hobbs和Locatelli,1978；Herzegh和Hobbs,1980；Matejka等,1980；Houze等1981）雨带中，降水是通过"播撒—馈增"机制而加强的，类似于1950年Bergeron所提出的地形云降水机制。在"播撒一馈增"过程中，从"播撒云"中下落的冰粒子通过低层的"馈增云"时得到增长。(Cunningham,1951)，(Wexler,1955)和(Plank等，都证明，在美国东北部的暖锋和成层云降水中，有一种"播撒—馈增"机制，(Marshall,1953)和（Gunn等,1954)在蒙特尔的冬季降水中也观察到了这一点，然而他们并没有把降水的加强与这种形式的雨带中移动的中尺度特征联系起来。

本文给出了"播撒一馈增"机制的微物理过程的诊断模式，这些微物理过程是同"馈增带"中规定为稳定状态的空气运动发生作用的"播撒一馈增"机制相联系的。如果与华盛顿大学的CYCLES（温带气旋风暴）计划中所得到的实验结果联系起来，可以帮助我们改善对暖锋雨带重要降水机制的认识。

本模式适用于暖锋雨带中已经观测到的两种不同情况。第一种情况，如(Herzegh和Hobbs,1980及Matejka等，1980）所描述的，"馈增云"中的垂直空气运动比较弱（垂直速度一般为0.1～0.2m/s），并且在贴近暖锋面下水平距离为100km或以上的范围内，这种垂直空气运动相当均匀，这和量级和在这个水平尺度上的上升运动，是典型的暖锋抬升运动。第二种情况，"馈增带"中的垂直运动比较剧烈(大约0.7m/s），这种垂直运动的水平范围一般为30公里左右，这是比较典型的中尺度活动，这正是(Houze等,1981)所描述的。

对两种不同情况分别用模式规定了"馈增带"中不同机制对降水粒子增长的相对贡献，并且把模式对凝结速度、降水效率和雷达反射率的预报与实际结果作了比较。

二、模式叙述

已经用两种基本的数值模式对混合相云中的微物理过程作了模拟。第一类是"干水"(bulk water)模式。在这类模式中对影响水相变（水从一种状态转变为另一种状态的过程）的各种云的微物理过程作了参数化处理。模式假定质点在特定的尺度谱中是连续的，对这类模式（Ogura和Takahashi,1971；Wisner等，1972；Orville和Kopp，1977；及Cheng，1977等）在对流降水的研究中已经有所使用。在第二类模式中，对云的微物理过程作了明确叙述，并且保留了质点明确的尺度分类。（Cotton，1972和Scott及Hobbs,1977；）已经发展了这类的积云模式，（Young,1974)也提出了一种地形云模式。最近(Hall,1980）非常详细地讨论了

云的这类显式模式。第二类模式，部分地考虑了冰粒的复杂形状，而参数化模式一般假设冰粒是球状的。

我们目前所使用的是干水参数化模式，与(Lin等，1983）描述过的一样。该模式要求输入各种初始场和参数化方程的参数值。用华盛顿大学CYCLES计划中所得到的一批实测资料是有效的。

本模式是二维的，用于x—z平面，x为垂直于雨带的水平距离，z为高度坐标。模式变量包括：温度T和水汽、云水、云冰、雪、雨混合比q_v、q_c、q_i、q、q_r。云水和云冰场随着所规定的气流在水平方向和垂直方向均有平流，而雪和雨随着水平风虽然也有平移，但主要是相对于上升气流作下沉运动。模式中对所有符号的规定见附录B。

1、参数化

我们假定在云冰场和云水场中的粒子是均匀离散的，而雨滴和雪晶的尺度分布是连续的，它们符合对数函数分布。(Houze等，1979)根据太平洋西北部的机载观测结果，就已揭示了雨带降水粒子服从这种分布。这一发现，对我们干水模式的应用起了很大的促进作用。

对雨滴使用(Marshall和Palmer，1948)给出的尺度分布：

$$N_R = N_{oR}\exp(-\lambda D)\,dD_S \tag{1}$$

雪晶用(Guun和Marshall，1958)给出的尺度分布：

$$N_{DS} = N_{oS}\exp(-\lambda_S D_S)\,dD_s \tag{2}$$

讨论中我们用(Houze，1979）给出的N_{os}值。

雨滴和雪晶的倾斜系数（slope factors）由下式决定：

$$\lambda_R = \left(\frac{\pi\rho_l N_{OR}}{\rho q_{OR}}\right)^{0.25} \tag{3a}$$

$$\lambda_s = \left(\frac{\pi\rho_s N_{OS}}{\rho q_S}\right)^{0.25} \tag{3b}$$

2、连续方程

q、q_c和q_i场的连续性方程均取下列形式：

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u\frac{\partial q}{\partial x} - W\frac{\partial q}{\partial z} + \frac{S_q}{\rho} \tag{4}$$

降水场q和q_r的连续方程为：

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u\frac{\partial q}{\partial x} - (\omega+\overline{v})\frac{\partial q}{\partial z} - \frac{q}{\rho}\frac{\partial(\rho\overline{v})}{\partial z} + \frac{S}{\rho} \tag{5}$$

(4)式中的S由附录A中的等式（A29）、（A30）、（A31）给出，(5)式中的S_c由附录A中的等式（A32）和（A33）决定。

用温度(T)表示的热力学能量方程为：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u\frac{\partial T}{\partial x} - \omega\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_d\right) + \frac{sh}{\rho} \tag{6}$$

3、云过程

这里只对模式的各种过程作简单的描述，具体方程在附录A中给出。

图8—1描述了在"馈增带"模式中的微物理过程。这里所用的这些过程(图8—1括号中的过程）的名词缩写大致与(Lin等，1983）使用的缩写相同。凡空气相对于冰面饱和且温度<0℃

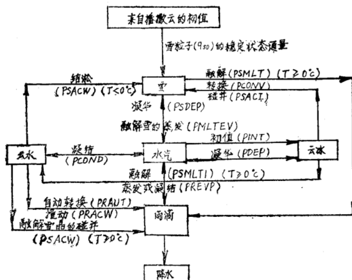


图8—1 模式中各种微物理过程的示意图。

的地方，就开始形成云冰（PINT），接着产生凝华增长（PDEPI）。我们假定这些小冰晶的浓度变化符合（Fletcher, 1962）为大气冰核浓度给出的温度相关表达式。（当云冰混合比达到某一临界值时对应于模式中均匀弥散的云冰粒直径大到足以考虑为雪的程度），过量的云冰转化成雪晶（PCONV），由于水汽凝华造成的雪晶增长用PSDEP表示。

空气低于冰面饱和时，云冰蒸发，或（当T≥0℃时）融解成云水（PSMLTI）。另外，与雪晶的碰并是云冰的另一个汇，同时，雪晶在T≥0℃时的融解（PSMLT）又是雨滴的源。当空气低于水面饱和且T≥0℃时，开始计算质点在融解过程中的水蒸发量（PMLTEV）。空气达到水面饱和时产生凝结（PCOND）形成云水，相反，若低于水面饱和时便产生蒸发。云水通过自然转化（PRAUT）和撞冻增长过程（PRACW）而消耗，这两种过程都是雨滴的源。过冷却水与雪晶的碰并（云水与雪晶在T<0℃时碰并），（PSACW）是降雪的源。空气低于水面饱和时，开始计算雨滴的蒸发（PREVP）。

现在的模式对“播撒云”没有作详细处理，而是用“馈增带”顶部卷入的雪晶的混合比q_{so}来表示“播撒云”中的粒子状况，并且在模式中所用的q_{so}值是用关系式测定的雷达反射率来确定

$$M = az^{b'} \quad (g\,m^{-3}) \tag{7}$$

的。a和b′的值取自（Herzegh和Hobbs, 1980）的方案。他们对太平洋西北部同气旋的暖锋相联系的深厚成层云作过降水含量测值和雷达反射量测值的比较。

我们的实地观测指出，“播撒云”的作用是向“馈增带”提供冰粒，这些冰粒将作为冰核，使“馈增带”中的有效水在其表面并集，并转化成降水。另外，同暖锋雨带相联系的“馈增带”内部冰粒的主要表现与上述“播撒云”中的一样。

4、初始条件和数值程序

模式对水汽混合比、温度和气压的初始场都有明确规定。这些数值均取自准备作试验的暖锋雨带附近的探空资料。水平风速和垂直速度从多普勒雷达测值中导出，然后输入到模式中去，并在整个数值模拟过程中保持定常。正因为如此，模式没有模拟微物理过程与动力学过程之间的反馈机制。

以有限差分形式对连续性方程积分，局地变化项取向前差时间外推，平流项取上游空间差，对模式积分直到各种场达到稳定状态。网格增量在水平方向上取4公里，垂直方向为200米，时间步长为10秒。

模式的计算步骤。首先计算温度的虚值及水平方向和垂直方向的连续变值，然后用温度的虚值计算水面和冰面的饱和混合比q_{sw}和q_{si}，再用1974年Lowe和Ficke给出的方程计算水面和冰面的饱和水汽压，把所有水的连续变值的制造项视为这些虚值的函数，再进行计算。当空气相对于冰面饱和且T<0℃时，首先计算小冰晶的碰并增长，这些小冰晶包括云冰源在内。如果空气保持在冰面饱和之上，开始计算雪晶的碰并增长。为了保证这些变率不超过用于增长的有效水汽的实际量，插入了检验步骤。最后，下个时次温度T和水的各连续变值连同包括的原项再作计算。到此便完成了一个时间步长的积分。

三、模式产品及其与观测结果的比较

本节给出了几种模式的模拟结果，并提供了这些结果与场面观测的比较。模式模拟分两类，第一类为组成锋面尺度均匀上升气流的来自“播撒云”的冰粒同“馈增云”相互作用，如(Herzegh和Hobbs, 1980及Matejka等, 1980）观测到的那样。第二类为中尺度一支较强的上升气流所协迫的来自“播撒云”的冰粒同“馈增云”相互作用，正象(Houze等, 1980）所报告的。

1、类型一，具有锋面尺度上升气流的“播撒—馈增”过程

在这一节中，我们介绍“馈增云”的垂直运动相当弱时的模式计算结果。这种状况可能就象(Herzegh和Hobbs, 1980）所论证的在暖锋锋面上上滑作用引起的结果那样。此模式利用了(Herzegh和Hobbs)，在他们的研究中所提供的场面资料。

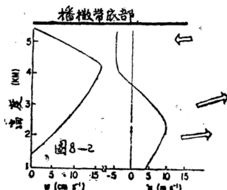


图8—2 用于模拟弱“馈增带”，“播撒—馈增”过程模式的x—Z范围示意图。图上附有“馈增带”中的上升速度w和水平风速u。图中箭头所指的是“馈增带”中大体的全流型（它是u和w的合成）。

图8—2就是对这种状况的模拟。图中给出了配合水平风速和垂直风速廓线的“播撒—馈增带。”由“播撒云”提供进入“馈增带”顶部的雪晶混合比($q_{o}=0.16g/kg$)是Herzegh 和 Hobbs在对1975年1月13日个例研究中推导出的结果(他们用的是上节中7)。该q_{o}值在积分过程中保持定常。

显然，包含“播撒带”的弱对流胞,其发生成熟和消散各阶段的情形并不一致,然而不管怎样，我们假定来自对流胞的包括各阶段的总贡献可以近似地取作“播撒带”底部的稳定雪晶通量。“播撒带”底部的播撒粒子浓度可以定量地用N_{os}/λ_{s}值计算。这里λ_{s}由公式(3b)给出,式中取$q_{s}=q_{s}$计算出的播撒粒子浓度为$7L^{-1}$。这是典型的暖锋云系的冰晶浓度(Metejka，1980年)。

“馈增云”主要延伸在温度为0～17℃层之间。垂直风廓线也与Herzgh、Hobbs推断的相似，最大达0.15m/s的上升速度恰好位于4km高度之上。图8—3所示的水平风速u是相对于雨带运动方向的。这里规定的空气运动形式被假设在水平方向上是连续的。

(1)、“馈增云”本身中的降水发展

为了更好地了解“播撒云”本身的作用以及“播撒带”与“馈增带”的相互作用，我们首先算出讨论对“馈增云”($q_{so}=0$)的模拟结果。在这种情况下,需要任何降水全部发生在由暖锋爬升所引起的具有弱上升运动的广大的成层区之中。

在下面各图表中，给出用于第一种类型研究的所有水的连续场值,它们的原项，和其它有

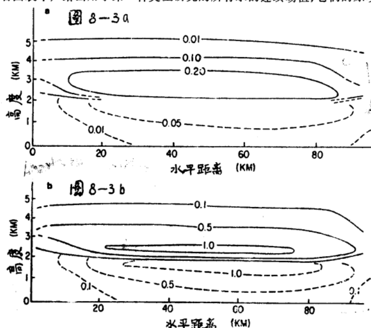


图8—3 对“馈增云”本身模拟的雪晶和雨水混合比及降水率的剖面图。(a)雪晶混合比q_{s}(g/kg)—实线，雨水混合比q(g/kg)—划线。(b)雪晶降水率—实线，雨滴降水率—划线。两者的单位均取每小时毫米降水量(mm/h)。

关资料，都是模拟了8000秒以上达到稳定状态的值。对于“馈增云”本身，以产生上升气流为模拟伊始。在弱上升气流中，“馈增带”为达到过饱和状态大约需要1小时的积分时间，尔后云冰发生并且通过凝华增长而形成雪晶，再继续进行4000秒，直到达到稳定状态，这相当于雪晶完全通过“馈增带”厚度所需要的时间。

图8—5所示的是对“馈增云”本身所模拟的雪晶混合比q_s和雨滴混合比q 。q_s值从0.01g/kg随高度向下迅速增加，在融解前达到0.20g/kg，最大值为0.25g/kg。g_r值由于雨滴的蒸发随高度向下减小，（这里的雨滴来自上面雪晶的融解）。图8—3b为相应的降水率（对于雪晶，取其融解量）。由图可见，降雪率几乎在整个“馈增带”云宽范围内都是1.0mm/h，较小的降水率出现在0℃层之下，这也是由于雨滴蒸发的缘故，地面降水率为0.3mm/h。

表8—1　对馈增云本身模拟的各种微物理过程项

源　项	量　值 $(g\cdot kg^{-1}\cdot s^{-1})$ 最高值	平均值
云冰向雪晶转化	2.0×10^{-6}	1.3×10^{-6}
云冰向雪晶碰并	4.2×10^{-9}	2.8×10^{-9}
云冰与雪晶的碰并	3.3×10^{-5}	2.4×10^{-5}
雪晶的凝华增长	1.6×10^{-4}	1.3×10^{-4}
雪晶的融解	-1.1×10^{-3}	-1.1×10^{-3}
云冰凝华增长	1.8×10^{-6}	1.2×10^{-6}
云冰生成	3.1×10^{-8}	1.8×10^{-8}
$q_s(gkg^{-1})$	0.25	0.16

表8—1所列的是所模拟的“馈增云”本身的各种微物理过程项和q_s值的计算结果。在模拟过程中，雪晶按下述过程形成和增长。首先是云冰生成和凝华增长(PDEPI)，尔后云冰转化成雪晶(PCONV～10^{-6}g/kg·s)。这个过程导致在“馈增带”顶部产生0.01g/kg的雪晶(图8—3a)。包括云冰场的各顶（PINT、PDEPI、PSACI）的值，随高度的降低迅速减小，这是由云冰（冰核）浓度对温度较强的依赖性所决定的。雪晶形成后通过结霜和凝华继续增长。

雪晶质量（Snow mass）的主要源是凝华（PSDEP）和结霜（PSACW）过程（如图8—4a和8—4b）。既使云中液态水含量q_c很小（如图8—5），结霜过程对雪晶增长仍有着非同一般的贡献。如果消除结霜增长，则降水率将减小近2倍。

图8—5所示的云水量代表着“馈增云”所产生的凝结量。这部分云水只是贮存在云中，并不转变成降水。在这种情况下，单靠凝华增长完全转化所有凝结量是不够的（因为q_s值太小）。理想状态应该是雪晶以与“馈增带”产生的有效水汽生成率相同的速率（通过凝华过程）消耗水汽。

(2)、对“播撒—馈增”云系的联合模拟

我们现在转到对“播撒—馈增”云系的联合模拟上，输入的参数与上面的相同，只是现在附加上对从“播撒云”中把雪晶混合比的稳定线源q_{so}输入到“馈增云”顶部的模拟。

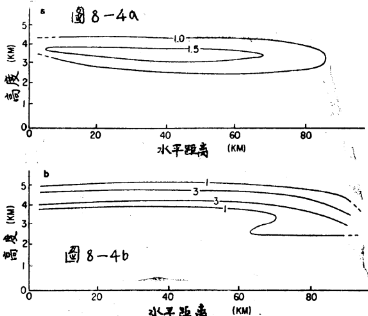


图8—4　对"馈增云"本身模拟下的凝华和结淞增长率剖面图。(a)凝华增长(PSDEP)，单位g/kg；(b)结淞增长(PSACW)单位10^{-5}g/kg。

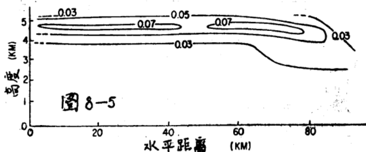


图8—5　对"馈增云"本身模拟下的云水混合比q_c剖面图。

另一方面，所有水的各连续场值、它们的原项及其他有关量也都是经过8000秒以上的模拟，达到了稳定状态的值。模拟伊始，首先决定上升气流廓线和雪晶混合比q_{s0}的线源。在积分的第一小时，由于空气为准饱和状态，雪晶混合比随高度向下减小，一旦达到冰面饱和，雪晶体积即开始增加。再进行4000秒以上的积分，就达到了稳定状态。下列各图及其讨论都是对"馈增带"的播撒区域而言的。

图8—6a所给的是雪晶混合比q_s和雨滴混合比c_s的剖面图。前面图8—3a所给的末考虑高层播撒作用的雪晶混合比q_s和雨滴混合比c_s的值同在图8—6a的区域很接近。雪晶混合比从层云顶的0.16g/gk随高度向下增加，在融解前达到最大值0.54g/kg。相应的雨水混合比比较低，这是由于雨滴蒸发以及雨、雪下落速度的巨大差别所导致的粒子浓度的减小。

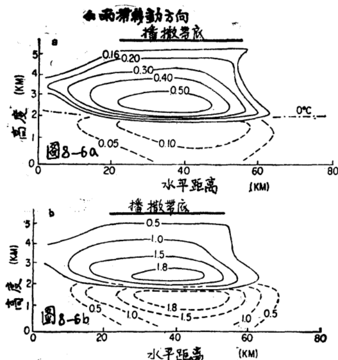


图8—6 在类型一的情况下,"馈增带"的播撒区域中的雪晶和雨滴混合比及降水率的剖面图。(a)雪晶混合比qs(g/kg)—实线,雨水混合比 q,(g/kg)—虚线;(b)降雪率—实线,降雨率—划线。两者均取每小时毫米降水量(mm/h)。

图8—6 是相应的雪晶和雨滴的降水率。高层的播撒作用使得"馈增带"顶部雪晶的降水率为0.5mm/h,它随高度向下增加,在融解前达到最大值1.8mm/h,地面降水率1.2mm/h,这种"播撒—馈增"云系的降雪率(1.8mm/h)几乎比环境成层云(即没有播撒作用的"馈增云"带)的降雪率大2倍。

表8—2是"馈增带"播撒区域的各种物理过程项的最高值和平均值。再者,云冰场所及各项的值在"馈增带"中也是随着高度的降低而迅速减小的。这些项的平均值只适用于"馈增带"1km以上。

当"馈增带"受到高层"播撒带"的播撒时,其降水率明显增加,这主要是由于播撒粒子下落通过"馈增带"时使其质量增加的结果。馈增云本身通过转换(PCONV)过程产生的雪晶混合比要比由播撒层输入的雪晶混合比q_0小。在非播撒的情况下,雪粒主要通过云冰向雪晶的转换(PCONV)过程而形成,形成高度在"馈增带"几百米以上。在播撒情况下,由于有播撒冰晶的存在,通过云冰向雪晶转换产生的雪晶量就要小一个量级。"馈增带"中云冰与播撒粒子碰并(PSACI),只剩少量云冰被用来作有效转换。通过在"馈增带"高层的可达到最大值的转换和

表 8—2　　　　“馈增带”中播撒范围的各微物理项值

源　　项	量　　值 $(gkg^{-1}s^{-1})$ 最　高　值	平　均　值
云冰向雪晶变化	8.0×10^{-7}	2.1×10^{-7}
云冰与雪晶的碰并	2.8×10^{-8}	1.8×10^{-8}
云水与雪晶的碰并	0	0
雪晶的凝华生长	2.7×10^{-4}	2.2×10^{-4}
雪晶的融解	-1.7×10^{-3}	-1.7×10^{-3}
云冰凝华增长	8.2×10^{-7}	3.7×10^{-7}
云冰生成	2.1×10^{-8}	1.8×10^{-8}
$q_S(gkg^{-1})$	0.54	0.40

碰并过程的共同作用，雪晶源可以增加，但简而言之，对输入的雪晶（0.16g/kg）也只增加0.01g/kg。由于“馈增带”顶部的大部分雪晶质量来自播撒云，因此“馈增带”所消耗的云水量主要决定于播撒冰晶。

虽然云冰与种子雪晶的碰并，对雪晶质量的贡献很小，但它在下述过程中起着重要作用。片状冰晶的凝华增长速率$\frac{dm}{dt}$与$m^{1/2}$成正比。这里m为t时刻的冰晶质量，直径为100微米的冰晶片（m约为10^{-11}公斤）在温度为－12℃的水饱和（Water—saturated）环境下的增长率$\frac{dm}{dt}$大约为10^{-12}kg/s。直径为1毫米的冰晶片在相同条件下的增长率约为10^{-11}kg/s，而较小冰晶依附于大冰晶片时较小冰晶的有效增长率只有10^{-14}kg/s，增长率小了两个量级。

云中大量冰晶的碰并对大冰晶片质量的增加并无多大意义，但这种碰并过程却能阻止小冰晶本身增长达到其降水尺度，在这方面播撒冰晶很可能抑制“馈增带”中雪晶的形成。

播撒冰晶的存在还消除了“馈增带”的水饱和状态。在非播撒情况下，凝华增长的速率相当低，这是由于雪晶少，“馈增云”依然保持着水饱和状态和存在云水，而当加入播撒粒子后，这种云水的存积受到抑制，雪晶粒子产生凝华增长（PSDEP），这时“馈增云”相对于水面的相对湿度为97%，冰面为107%，而无播撒粒子时，它们分别为100%和110%。这种播撒范围以外有云水存积，而播撒范围内缺乏云水的现象与实际观测的结果是一致的（Hobbs，1975，Matejka等，1980）。

图8—7是雪晶凝华增长的剖面图。这是在播撒冰晶上自然增长（PSDEP）的雪晶。图中，凝华增长的最大速率在－12℃附近，在那儿，冰面饱和度最大。

比较单是“馈增云”和“播撒—馈增”云系两种情况下，被雪晶所消耗的云水总质量，可以看出播撒冰晶的重要性。“馈增带”底部的雪晶混合比q_{SB}和顶部雪晶混合比q_{ST}的差，就是“馈增云”所提供的水汽贡献。在只考虑“馈增云”的情况下，$q_{SB}=0.25g/kg$，$q_{ST}=0.0g/kg$，差值为0.25g/kg。对于“播撒—馈增”的情况，$q_{SB}=0.54g/kg$，$q_{S_O}=(q_{S_O})=0.16g/kg$，

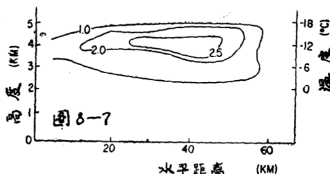


图8—7 在类型一的情况下，"馈增带"的播撒区域中雪晶的凝华增长率剖面图。单位：10^{-4}g/kg。

差值为0.38g/kg。也就是说，在"播撒—馈增"的情况下，"馈增带"多消耗0.13g／kg。这个在播撒情况下存在于"馈增云"底部的混合比为0.13g/kg的雪晶增量一般认为是云中水汽转化的结果。在非播撒情况下，这部分水汽只是作为云水贮存在云中（由图8—5可见）。无播撒冰晶的"馈增云"中所产生的雪晶缺乏有效转化冷凝物的能力。因此云水只能贮存在"馈增云"中，且并不转化为降水。

在播撒的情况下，由于播撒冰晶的存在，凝华增长率越大，越能有效地转化"馈增云"中的冷凝物。

当"馈增带"变冷时，其本身提供足量冰晶以有效地转化冷凝物的能力增加，从而使来自高层的播撒冰晶间的碰撞减弱。相反，对于较弱的"馈增带"，主要由播撒冰晶提供有效转化冷凝物所需要的雪晶。暖云"馈增带"的极端情况，即其本身不具有产生冰晶能力的情况，将在类型二的讨论中予以考虑。

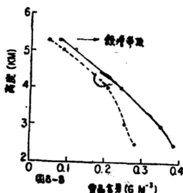
图8—8是模式计算的单位体积空气的雪晶质量M_s的廓线及Herzegh和（Hobbs，1980)所给的该量的雷达观测的参数判断值。这里模式计算的廓线是从"馈增带"的播撒范围内得到的几个垂直剖面图的综合。图中M_s值随着高度的降低而增加，这是由于粒子增长的结果。模式计算表明，这种增长是由于水汽在来自"播撒云"冰晶表面的凝华所产生的。用图8—8所给的M_s廓线可以估计"馈增带"对降水的贡献。Herzegh—Hobbs廓线表明，2.5km高度上降水质量的80%是在"馈增带"中产生的，而模式对该值的预报结果是75%。

图8—9是模式所预告的X＝55km处的反射率廓线。在模式中，对于雪晶用关系式

dB（Z_s）＝34.7＋16.5logM_s（Ms以gm^{-3}为单位)，（8a）计算雷达反射率〔该式由(7）整理而来〕。对雨滴用关系式

dB（Z_R）＝42.2＋16.8logM_R　（M_R以gm^{-3}为单位），(8b）计算，这是对(Marshall和Palmer，1948）对成层云降雨所给的Z—R坐标系关系式重新整理后的形式。

水包（Water—coated）冰粒反射率的作用，粒子的集聚及湿雪花向雨滴的衰变，所有



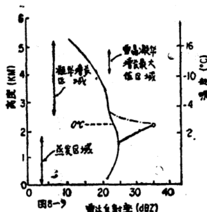


图8—8　模式计算的雪晶含量（g/m）廓线（实线）及Herzegh和Hobbs（1980）所给的该量的观测值廓线（划线）。

图8—9　在x=55km处对“播撒—弱馈增”过程模拟的雷达反射率廓线剖面图。文中定义的内插值廓线（划——点线）和相当雨水廓线（粗实线），这些廓线都是对“馈增带”的播撒范围而言的。

这些对雷达亮度带都有贡献，但并未包括在我们的参数化之中。因此，为了获得较为切合实际的近0℃层的雷达反射率廓线，以(Cheng,1981）所用的相似的状态，将“等雨量廓线”（equivalent rain profile）和“插值廓线”（interpolated Profile）纳入参数中。

在等雨量廓线的计算中，假设0℃层上方雪晶的雷达反射率与雨滴的反射率相同，即在公式8b中将M_s用M 代替。这相当于假设恰在0℃层上方向雪晶粒子在下落通过0℃层的瞬间被水包住。这个过程在图8—92km处所给的雷达反射率值为36dB（Z），此外，雪晶粒子的强烈集中，似乎恰在0℃等温线上方（Hobbs，1974）。因此，我们增加了“插值廓线”，用以模拟由于这种情况所引起的雷达反射率的增加。

从图8—9中可以看出，除融解层外，雷达反射率随高度向下的最大递增率在－16℃——10℃层之间，这里的凝华增长率（PSDEP）最大。2km以下，空气低于水面饱和度，融解雪晶的蒸发使得雷达反射率随着高度的降低而减小。

Hergegk和Hobbs，1980年针对这类问题的研究指出，播撒粒子在“馈增带”中的增长主要是由水汽的凝华产生的。现在的模式预告的云底平均降水率(1.2mm／h)，与(Herzegh和Hobbs，1980）对这种情况的实地观测获得的1.2—2.0mm／h的降水率吻合得相当好。这些观测值代表了“播撒—馈增”系统联合作用下的降水率和只考虑周围成层云（馈增云）单独作用的降水率，虽然“播撒—馈增云”很深厚（5km），但其降水率却很小，这是由于播撒粒子在“馈增带”中增长缓慢所致。而这种小增长率又是弱上升气流和低液态水含量的结果。

对观测结果的讨论表明：“播撒—馈增”机制对宽冷锋雨带也有相当的作用(Hobbs，1978）。可以推断出，对于宽冷锋雨带，播撒冰晶在“馈增云”中的凝华增长使得降雪率增加了4倍。对此，（Hobbs等，1980）已有证明，这与本节模式预告所给的降雪率的增加相似。

对冰核（及由此产生的云冰）浓度超过用(Fletcher,1962）关系式〔附录A中的等式（A13)〕计算的结果1个、2个和3个数量级的情况作了几种模式的模拟。其他所有输入参数保持不变。

模拟结果表明：当冰核浓度增加1、2个数量级时，模式的各输出量诸如在图8—3到8—7所示的结果，没有什么明显变化。凝华增长是播撒雪晶的主要增长机制。然而，当冰核浓度高于用等式A13给出的浓度值3个数量级时，模式各输出量的变化就相当明显了。图8—10所示的就是假设云冰浓度高于用等式A13计算的浓度值3个数量级时，"馈增带"中的各主要微物理过

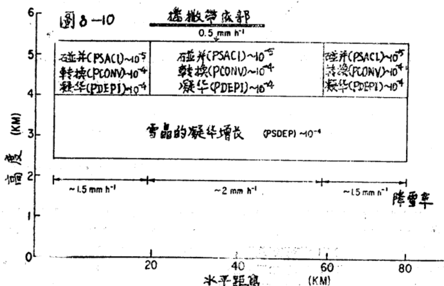


图8—10 当云冰浓度以超过等式A13给出的数值3个量级而增长时，"馈增带"中云微物理过程的近似位置的示意图。增长项的单位为g/kg · s。

程。图中各过程的位置就是该过程在云中相应的实际近似位置。从"播撒带"底向下到4km高度，"馈增带"的播撒范围内的主要雪晶源就是由现在所讨论的云冰转化而来的(PCONV）。正是由于这一区（～200L⁻¹）的云冰浓度很高，通过"馈增带"中的垂直运动才使这些小冰晶的凝华增长（PDEPI～10⁻⁴g/kg·s）消耗了云中大部分有效水汽，从而使播散雪晶的凝华增长受到抑制，而这种增长过程在最初的模拟中对该层是起主导作用的。

"馈增带"播撒范围底部的降雪率在所有情况下保持基本相同。当假设云冰浓度超过等式A13计算的浓度值2个数量级时，模式计算表明，雪晶的凝华增长（如图8—7所示）延伸于整个"馈增带"厚度，并且成为雪晶质量的主要源，而对高浓度的云冰粒子，云冰向雪晶转变（PCONV），同时云冰间的碰并过程（PSACI）代替凝华增长（PSDEP)成为"馈增带"高层雪晶质量的主要源（如图8—10）。在这种情况下，(PCONV)过程和(PSACI)过程作用的总和几乎与(PSDEP)作用相同，因此它们对雪晶质量的贡献相同。

高浓度云冰的存在仅仅改变了"馈增带"制造的凝结转变成降水的方式。在云冰粒子高浓度时，水汽通过"馈增带"本身产生的粒子转化，而在较低浓度的云冰粒子存在时，水汽通过"播撒带"产生的粒子来转化。由于在这两种情况下都有足够的冰粒子存在，以有效地转化冷凝物，因而，降水率不增加是可以预期的。

"馈增带"的播撒范围之外唯一增加的是降雪率。这里的云冰混合比由于其本身的凝华增长(PDEPT)迅速增加，同时在该层还有云冰向雪晶的转化（PCONV）。因为云冰向雪晶的转化率在"馈增带"的播撒范围之外比其内部要大，因此有足够的雪晶来有效地转化云中的冷凝物。在云冰是低浓度时，模式计算表明，在非播撒的"馈增带"中，冷凝物只是作为云冰贮存在云中（如图8—5），而不转化为对降水的加强，因为在弱的成层云中，不可能有很高的云冰浓度，所以我们认为云冰低浓度时（这里主要雪晶的增长机制是凝华）的模式计算结果应该更实际一些。

2、类型二，具有中尺度上升气流的"播撒—馈增"过程

现在我们转为讨论来自"播撒带"的冰粒子在下落过程中所通过的"馈增云"为具有中尺度上升气流特征的模式模拟，（Houze等，1981）对这类问题的讨论已作了理论证明。可以发现，在这种情况下，降水增长的主要机制与3节公式中推出的结果有很大的区别。

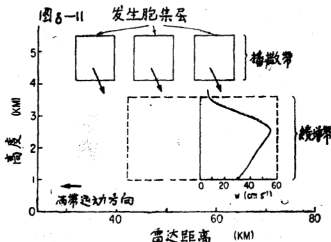


图8—11 对类型二的"播撒—强馈增"云进行模拟的模式在X—Z平面的示意图。垂直风廓线W取自(Houze等，1981)的结果，它伸展于整个划线区。

图8—11是在这种模拟中，模式的主要过程图解。在3.5km高度发自发生胞的个别尾迹在水平方向假定并合为连续型。垂直运动廓线连续地延伸于断线包围着的"馈增带"区中。

用Houze等报告的3.5km高度的雷达反射率测值和等式（7），计算该高度的雪晶混合比，我们以此作为"播撒云"进入"馈增云"顶部的雪晶混合比的输入值q_{s0}，用两个不同的q_0值，

q_{so}＝0.86g／kg〔相当于25dB(Z)〕和 q_{so}＝1.14g／kg,〔相当于27dB(Z)〕分别进行模式计算，得到的来自“播撒带”的冰粒子浓度分别为5.7L⁻¹和6.2L⁻¹。在类型二的讨论中，取N_{os}＝8×10⁶m⁻⁴，“馈增带”中垂直空气运动速度曲线就是根据Houze等（在图8—4中）所给的实际测值的平滑廓线，其变化范围为0.1～0.6m／s。在强烈上升运动区域以外，假设垂直速度为0.05m／s。本节将对q_{so}＝1.14g／kg的计算结果作详细的讨论。不过为了便于比较，模式还将对两种取值所得的各种参数结果以表格的形式给出。

本节所有被讨论的结果都是在积分3000秒以上，达到稳定状态的值。显然，这里所用的积分时间比类型一中所需的积分时间少得多。这主要有两个原因，首先在类型二中，由于强烈的中尺度上升气流使“馈增带”可以很快地达到饱和状态。其次，由于类型二的“馈增带”比较浅薄（只有1.5km，而类型一的“馈增带”一般为3km），来自“播撒带”的雪晶粒子下落通过“馈增带”所需时间的较少。此外由于在类型二中，雪晶开始生成的层次高度（3.5km）比类型一中的高度（5.6km）距地面近，所以粒子可较快到达地面。

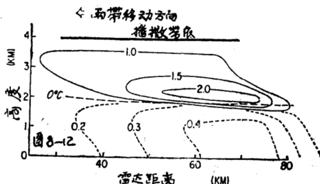


图8—12　在类型二的情况下，雪晶和雨滴混合比的剖面图。实线～q_s（g/kg），划线～q_r（q/kg），雨带的移向适合于图8—12到图8—15。

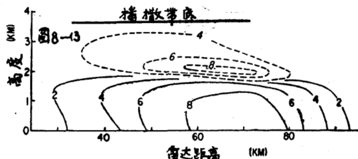


图8—13　对“播撒—强馈增”云模拟的降水率。虚线为雪晶降水率（mm/h降水量），划线为雨滴降水率（单位相同）。

图8—12是q_0＝1.14g／kg情况下，X—Z平面的雪晶和雨滴的混合比。雪晶混合比从“馈增云”顶部的初始值（1.0g／kg）向下递增，恰在融解前达到最大值2.2g／kg）。雪晶质量在Z＝2.0km高度上，水平距离X＝25km范围上，其值为2.0g／kg，是均匀存在的。

雪晶在0℃层以下迅速融解。雪晶混合比在0℃层以下的迅速减少说明了这一点。雨滴混合比最大值q_r（0.4g/kg)恰位于雪晶混合比最大值q_s之下。雨滴混合比q_r值在x＝50km到x＝80km的范围外降低为0.2g／kg。这是由于来自“播撒带”的雪晶融解和下落到达地面的过程中没有经过“馈增带”的缘故。

图8—13是雪晶和雨滴的降水率。雪晶降水率从3km高度处的4mm／h，均匀递增到2.5km外的6mm／h，再向下，以更大的递增率增加，至融解前达8mm／h以上。雪晶的最大降水率为8.5mm／h。

雨滴降水率与上面的雪晶降水率几乎相等。出现在云底（1km高度）的最大降水率为8.6mm／h。可见，降水率在0℃层（2.0km）和云底之间，几乎没有明显的增加，因此，“馈增带”中大量的降水的增长发生在3.5km高度（“馈增带”顶部）到0℃层（1.5km以下）之间。

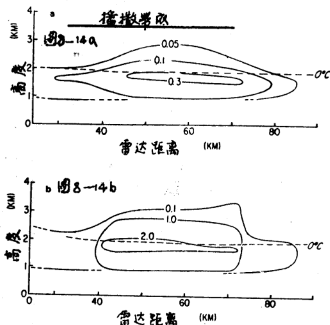


图8—14 对“播散—强馈增”云模拟的云水混合比和凝结率。（a）云水混合比q_c（g/kg）；（b）凝结率PCONV（10^{-3}g/kg·s）。

图8—14是“馈增云”中的液态水含量剖面图。在“馈增带”500米以上云水比较缺乏，向下，在较低的高度，由于垂直速度和水汽混合比增加，云的液态水出现。云液态水含量的最大值恰位于0℃层以下，与最大凝结速度所在的位置（图8—14b）重合。凝结率之所以在这一层达到最大值，是由于雪晶融解引起的空气骤然冷却的结果。

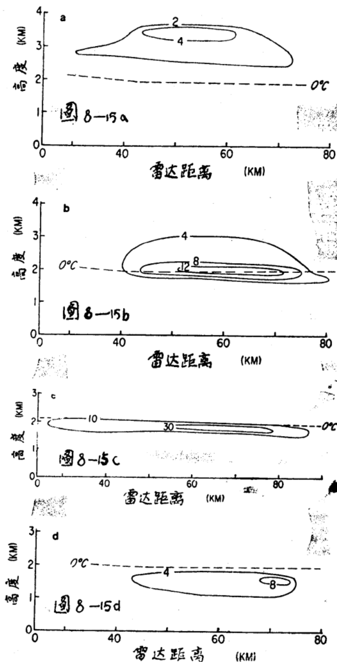


图8—15 对"播撒—强馈增"云模拟的雪晶和雨滴种种源和汇的剖面图。(a)雪晶的凝华增长PSDEP；(b)云水与雪晶的撞冻增长PSACW；(c)雪的融解PSMLT；(d)云冰与雨滴的撞冻增长PRACW。所有项的单位为10^{-4}g/kg.

图8—15所给的是"馈增云"中的几个主要增长机制剖面图。"馈增带"500米以上云冰缺乏，晶以凝华增长（PSPEP）为主，最大增长率为4×10^{-4}g／kg·s（图8—15a）。云中液态水含量

0.05g／kg向0.3g／kg增加的同时，雪晶的质量也随之增长，这主要靠云水的撞冻过程，如图8—15b所示。在3km高度上，云水在雪晶上的撞冻速率与凝华增长速率的最大值相同。显然，这与本节3a中所描述的不同，"馈增带"云水并不低于结霜增长被明显抑制的那种程度。在"馈增带"的较低部位，发现有更大量的云水，在这一层，结霜率迅速增加到最大值14×10^{-4} g/kg·s，它比凝华增长项一般大2—3倍。在此区域中，雪晶混合比以最大的速度增长，因此降水的最大增长率就发生在整个"馈增带"中。如图8—15c，雪晶融解较快的部位平均在云内400米深度。这种融解了的雪晶正是雨滴的主要来源。另外，在0℃层以下，雨滴与云水的碰并也产生某种附带的增长，如图8—15d。不过这种增长与0℃度层以上的降水增长（通过云水撞冻所引起的雪晶的迅速增长）相比，其贡献就次要得多了。

由于在整个"馈增带"中云水含量始终低于假设的临界值0.7g/kg，因此模式计算给出的结果是，"馈增云"本身不产生降水，降水是由来自高层"播撒云"粒子的直接结果（或者说它起源来自高层"播撒云"的粒子）。事实上，在"馈增带"中由于在大核上的凝结和偶然的碰并过程，很可能已经产生了一些液态降水，但是这种降水对总降水率的贡献或许太小了。

用图8—12所给的结果，我们可以估计融解层以上，"馈增带"对降水质量含量的贡献这部分。"馈增带"顶部的雪晶混合比是1.14g／kg，并且恰在融解之前，它已具有一个2.1g／kg的平均值。所以，有0.96g／kg是由"馈增带"内增长的。可见，恰好在融解前的全部降水质量的几乎50％是由于"馈增带"中播撒冰晶的增长而产生的。

我们现在对这些模式计算的结果和(Houze等，1981)所给的观测结果进行比较。Houze他们认为：影响暖锋雨带降水加强的主要过程就是在具有中尺度特征的"馈增带"中的冷凝物与来自"播撒带"的雪晶间的碰并过程(无论是在融解前，融解过程中还是融解以后)。如我们已经看到的模式计算结果也指出：来自"播撒带"的雪晶粒子在"馈增带"中首先是凝华增长，尔后作迅速的结霜增长。

表8—3　在类型二的情况下模式输出结果与测量结果的比较

参　数	模拟结果	测　值*
馈增带凝结率的体积积分（$kgm^{-1}s^{-1}$）	80＋	38
	3.7‡	
地面平均降水率(mmh^{-1})	6.6§	8
	7.4＋	
地面平均雷达反射率〔(dB(Z)〕	27‡	
	35§	36
	35.7＋	

* 取自Houze　1980年的值
＋播撒云加馈增带（q_{so}＝1.14g/kg）
‡播撒云本身（q　＝1.14g/kg）
§播撒云加馈增带（q_{so}＝0.86g／kg）

表8—3是模式模拟结果与场面观测讨论结果的比较。在x＝50km和x＝85km之间模式计

算的地面平均降水率为7.4mm／h，同测量结果8mm／h很接近。减少输入雪晶混合比，q_{so}从1.14g／kg到0.86g/kg，则地面降水率也降为6.6mm/h。但是如果假设没有"馈增云"存在，取q_{so}＝1.14g/kg,模式预报的结果是3.7mm/h。很明显，"播撒云"和"馈增云"对于产生所观测到的地面降水率都是必不可少的。"馈增带"中的总凝结率比Houze等人从无线电探空测风中推断出的凝结率大2倍，不过从无线电探空测风资料推断准确率缺乏准确度的观点来看，此差别很可能是没有意义的。

模式计算的雷达反射率垂直廓线与场面观测的雷达反射率廓线的比较，提供了对模式计算结果的进一步的检验（如图8—16)。这里的观测值是当雨带在华盛顿海岸的波特·布朗站过境时获得的。模式计算所用的空气运动各过程索取的是正式观测之后半小时的值。不过，由于降水率在雨带过境的过程中几乎是常数（可能空气运动近于稳定状态)，所以这种比较似乎是合理的。

除1.5到2.3km之间外，模式计算的雷达反射率廓线与观测的雷达反射率廓线吻合得相当好（图8—16）。当雷达垂直指向时，1km以下的雷达反射率测值不确切。

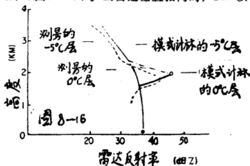


图8—16 "播撒—强馈增"云的雷达反射率廓线。实线为模式计算的结果；划线为观测结果插值廓线(划、点线)，相当雨水廓线（粗实线）的解释见文中。水平轴上的粗黑点表示地面雷达反射率测值.

与3节一样，雷达反射率初始计算的及亮度带附近(即1.5km～2.3km之间）的雷达反射率模式计算值与观测值相差较大。不过这些差值被用与象3a节中所描述的，考虑到融解作用的相同的方法大大地消除掉。这样，如果假定雪晶恰在0℃层以上雷达反射率和雨滴的雷达反射率相同，我们便可得到最大值47dB（Z）的预告雷达反射率。图8—16可作为"等雨量廓线"，其效果与实测值相当一致。对由于粒子集聚产生的雷达反射率增量进行模拟，加上了一条（雷达反射率的）"插值曲线"，这条曲线与等雨量线和模式计算的其他廓线一起，提供了通过雨带垂直廓线中的雷达反射率模式预告。

四、概述和总结

微物理过程参数化模式已经发展起来，并已用于"播撒—馈增"机制起作用的两类暖锋雨带导致降水率加强的增长机制的研究。

在第一类模式模拟中，"馈增云"中的上升气流是典型的在暖锋抬升中观测到的。在"馈增带"的播撒范围内，播撒冰晶的凝华增长有效地转化了由"馈增带"上升气流所产生的凝结。在无播撒的"馈增带"范围内，没有播撒冰晶存在，缺乏足够的冰晶来利用云中的有效水汽。使得云中的一些冷凝物只是作为云水贮存在云中，而不产生降水。播撒范围内的"馈增带"是冻结的。播撒冰晶由于在"馈增带"中的凝华增长所产生的质量大约占地面降水总质量的75%，而另外25%是由高层"播撒云"提供的。

在第二类模式模拟中，"馈增云"是由水平范围约30km宽的强烈中尺度上升气流所维持的，在这种情况下，从"播撒云"输入的雪晶的主要增长机制及其与在强上升气流中由凝结提供的云水的碰并过程。在厚度约1.5km的"馈增带"中，雪晶混合比增加了一倍。不过这个增量的一半以上发生在约500m厚的一个浅层内，这里的结淞速率最高。

在这两类模拟中，播撒冰晶的重要性均在于提供充足的雪晶，以有效地转化"馈增带"本身所产生的凝结。

五、附录A

云的微物理过程参数化

在本文所给的模式中，云的微物理过程参数化与(Lin等，1983）所取的参数化相似。在这个参数化中，所有场都象下面简述的那样均被作为贡献量处理。各符号意义及单位均见附录B。

1、质量的权重落速

假设雨滴和雪晶降水场中的所有粒子均以其质量加权落速下降，对于雨滴，落速为：

$$\overline{V}_R=\frac{\int_0^\infty N_{DR}(D_R)M(D_R)V_R(D_R)dD_R}{\int_0^\infty N_{DR}(D_R)M(D_R)dD_R} \qquad (A1)$$

这里，$M(D_R)=\pi/6(\rho_L D_R^3)$。适合于Gunn和Kinzer所给的实验数据资料的多项式：

$$V_R(D_R)=-0.267+51.5D_R-102.25D_R^2+75.5D_R^3。 \qquad (A2)$$

这里雨滴直径单位取cm，V_D取m／s，由（A1），（A2）和文中的等式（1）可得：

$$\overline{V}_R=(-0.267+206\lambda_R^{-1}-2.045\times10^3\lambda_R^{-2}+9.06\times10^{-3}\lambda_R^{-3})\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4}, \qquad (A3)$$

这里的λ_S（cm^{-1}）由文中的等式（3a）给出。

对于雪，我们假定$M(D_S)=\pi/6(\rho_S D_S^3)$，同时假设雪晶是由树枝晶集组成的，对此，有（Locatelli和Hobbs，1974）：

$$V_S(D_S)=a''D_S^b\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4} \qquad (A4)$$

因子$\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4}$考虑了落速随气压的变化（Foote和DuToit，1969）。树枝晶和树枝晶集是飞机对本文所讨论的两类不同情况下的云体所观测到的主要晶体类型。

由（A1）、（A4）和等式（2）得

$$\overline{V}_S=a''\frac{\Gamma(4+b)}{6}\lambda_S^{-b}\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4}, \qquad (A5)$$

这里λ_S由等式（3b）给出。

2、水的连续变量的源和汇

（1）、云的凝结和蒸发（PCOND）

按照Rau和Austin（1979）的观点，我们把对于云水的水汽凝结（PCOND）表示成：

$$PCOND=\rho(q_v-q_{sw})\left[\triangle t\left(1+\frac{L_v^2 q_{sw}}{C_p R_w T^2}\right)\right]^{-1}。 \qquad (A6)$$

如果$q_v<q_{sw}$，则云水为蒸发。

用公式表示的微物理过程变化率，如等式（A6），分母中含有$\triangle t$，这就引出模式输出

量对所取的时间步长是否太敏感了的问题。为了搞清该问题，我们取用了2秒和5秒不同的时间步长。计算结果表明，各种模式的输出量在此Δt的不同取值范围下均无区别。将此类模式用于其他情况（如强对流云），也许将会对用公式表示的微物理过程独立于时间步长Δt的变化率更加了解。此番不很成熟的看法也用到后面的等式（A14）、（A 15）、（A 19）和（A28）。

（2）、云水的自然转化（PRAUT）

自然转化过程是只靠云水小滴之间相互碰撞而形成雨滴的过程。按照（Kessler，1969）的作法，这个过程的参数取为：

$$PRAUT=\alpha\rho(q_C-q_o), \tag{A7}$$

这里α是自然转化率系数，q_o为云水质量的自然转化临界值。（Weinstein，1970）通过对灵敏度的分析指出，对于所讨论的参数化，q_o是一个相当重要的参数。α数值变化的不同几乎不改变所有的微物理项，用（Kessler，1969）所给的α值通过云水的机载观测可以推断出q_o值和暖锋层云中的雨水含量。

（3）、云水与雨滴的碰并（PRACW）

假设云水的碰并过程遵从连续碰并方程：

$$\frac{dM(D_R)}{dt}=\frac{\pi}{4}\rho D_R^2 V_R(D_R)q_c E_{Rc} \tag{A8}$$

用等式（1）乘（A8），并积分得：

$$PRACW=\frac{\pi}{4}\rho q_c E_R N_{oR}\left(\frac{P_o}{P}\right)^{0.4}\times\left[\frac{a_0\Gamma(3)}{\lambda_R^3}+\frac{a_1\Gamma(4)}{\lambda_R^4}+\frac{a_2\Gamma(5)}{\lambda_R^5}+\frac{a_3\Gamma(6)}{\lambda_R^6}\right]。 \tag{A9}$$

（4）、雨滴的蒸发（PREVP）

当空气对水面为次饱和（subsaturation）状态且云水的蒸发不足以改变空气的次饱和状态时，开始计算雨滴的蒸发。同样，如果空气是超过水面饱和的，则开始产生凝结增长。由（Byers，1965）经验公式得：

$$\frac{dM(D_R)}{dt}=\frac{2\pi D_R(S-1)F}{A'+B'}, \tag{A10}$$

这里 $$A'=\frac{L_v}{k_a T}\left(\frac{L_v M_w}{R^*T}-1\right)$$

$$B'=R^*T/xM_w e_{s,i}$$

我们取用（Pvuppacher和Klett，1978）所给的A'值。式中的因子F考虑了流通空气对雨滴的作用，F由下式（Beard和Pruppacher，1971）给出：

$$F=0.78+0.31S_c^{1/3}R_e^{1/2} \tag{A11}$$

这样，将（A11）代入（A10），乘以等式（1），然后对所有滴尺度积分，便得到完整的蒸发参数：

$$PREVP=\frac{2\pi N_{oR}(s-1)}{A'+B'}\times\left[\frac{0.78}{\lambda_R^2}+0.31\frac{(a'\rho/\mu)^{1/2}}{\lambda_R^3}\Gamma(3)\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.2}\right]。 \tag{A12}$$

取$V_R(D_R)=a'D_R$，积分将更容易一些，而且可得到较好的精确度。

（5）、云冰生成（PINT）

在我们的模式中，云冰生成是按照(Stephens,1979)的讨论结果。每当空气是相对于冰面饱和且温度T<0℃，假定即刻出现的小片状冰晶便是云冰相生成的开始。这些冰晶的初始直径均为12.9μm，质量近似地相当于10^{-12}kg。假定冰晶浓度由温度为T时活性冰核浓度给出(Fletcher, 1962)。

$$n_C=n_O\exp[\beta(T_O-T)] \quad (A13)$$

按Stephens的观点，这些小冰晶生成率为：

$$PINT=\frac{M_O n_C}{\Delta t} \quad (A14)$$

这里Δt是时间步长。在低温情况下，高浓度冰核是活性的，该生成率往往能超过云中对冰晶增长有效的水汽量。因此，生成率可与对增长有效的最大水汽含量相比较，并且选出这两个值中较小的值做为初值化项：

$$PINT=MIN\begin{cases}M_o n_C/\Delta t\\ \rho(q_v-q_{si})/\Delta t,\end{cases} \quad (A15)$$

这里g_{si}为冰面饱和混合比。

（6）、云冰的凝华增长（PDEPI）

小冰晶上的水汽凝华增长率为：

$$\frac{dM}{dt}=\frac{C(s_i-1)/\in_O}{A''+B''} \quad (A16)$$

这里

$$A''=\frac{L_s}{K_a T}\left(\frac{L_s M_W}{R^* T}-1\right)$$

$$B''=R^* T/xM_u e_{si}$$

都是由(Pruppacher和Klett,1978)给出的。我们假定云冰晶为六边形片状，则$C=4\bar{D}_i\in_O$，这里$\bar{D}_i$为云冰粒的平均直径。按(Hobbs等,1972)的讨论，六边形冰晶的直径可由晶片的质量M_I计算：

$$D_I=16.3M_I^{1/2}, \quad (A17)$$

这里D_I单位取米，M_I单位取kg。我们用q_{ic}/n_C计算M，用(A17)计算$\bar{D}_I$，因为我们已假定网格点上的云冰晶是均匀离散的，从而得到云冰晶的凝华增长率为：

$$PDEPI=\frac{4\bar{D}_I(S_i-1)n_C}{A''+B''}。 \quad (A18)$$

（7）、云冰向雪晶的转化(PCONV)

每当云冰晶平均质量M_i超过了最大允许冰晶质量，都要计算云冰向雪晶的转化，这个最大值相当于直径为500μm的冰粒质量。因此由(A17)可得，$M_{max}=9.4\times10^{-10}$kg。这个转化项把过量的云冰质量传送给雪晶，使云冰质量最大保持在平均直径为500μm的冰晶质量上。用公式表示为：

$$PCONV=\rho(q_i-q_{imax})/\Delta t \quad (A19)$$

这里$q_{imax}=M_{max}x_x nc/\rho$

（8）、云冰与雪晶的碰并（PSACI）

云冰与雪晶的碰并（PSACI）参数化同云水和雨滴碰并的参数化方法相同。也就是用连续碰并方程（A8）改为：

$$\frac{dM(D_s)}{dt} = \frac{\pi}{4}\rho D_s^2 V_S(D_S) q_i E_{SI}。 \quad (A20)$$

用等式（2）乘以（A20），应用（A4），再对所有冰晶尺度积分得：

$$PSACI = \frac{\rho\pi a'' q_i E_{SI} Nos}{4}\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4}\frac{\Gamma(b+3)}{\lambda_S b^{+3}}, \quad (A21)$$

这里λs由等式（3b）给出。

（9）、云水与雪晶的碰并（PSACW）

当$T<0℃$时，云水与雪晶的碰并（PSACW）产生结淞增长。不过在$T \geq 0℃$的情况下，PSACW代表融化的雪晶冲冻成云微滴（它是雨滴的源）的速度。其参数化与（A21）相似：

$$PSACW = \frac{\rho\pi a'' q_C \; EscN_o s}{4}\left(\frac{P_0}{P}\right)^{0.4}\frac{\Gamma(b+3)}{\lambda_S b^{+3}}, \quad (A22)$$

这里已经引用了连续性碰并方程。

（10）、雪晶的融解（PSMLT）

假设所有融解的雪晶均贡献于降雨。单位时间内雪晶的融解量为（Mason，1971）

$$\frac{dMmelt}{dt} = \frac{-2\pi}{L_f}KaDs(T-T_o)F', \quad (A23)$$

F'为通风系数，由下式给出（Thorpe和Mason，1966）：

$$F' = 0.65 + 0.44 Sc^{1/3} Rc^{1/2}, \quad (A24)$$

这里Re是$Vs(Ds)DS\rho/\mu$。

将（A24）代入（A23），乘以等式（2），然后对所有雪晶尺度积分，得雪晶的融解参数（PSMLT）：

$$PSMLT = \frac{-2\pi Nos}{L_f}Ka(T-T_o)$$

$$\times\left[\frac{0.65}{\lambda_S^2} + 0.44\left(\frac{a''\rho}{\mu}\right)^{1/2}\left(\frac{P_o}{P}\right)^{0.2}\frac{\Gamma\left(\frac{b}{2}+\frac{5}{2}\right)}{\lambda_S^{b/2+2/5}}\right]。 \quad (A25)$$

水汽在雪晶表面凝结时，释放凝结潜热，从而对雪晶的融解产生了附加贡献。本模式没有包括这个过程，（Wisner等，1972）所讨论的模式包括了这个过程。

（11）、雪晶的凝华增长（PSDEP）

当空气为冰面过饱和状态时，雪晶由于水汽的凝华产生的增长率可由（A16）对所有雪晶尺度积分而得。在（A16）中取电容$C=4D_s\in_o$，然后乘以等式（2），再积分得：

$$PSDEP = \frac{4(S_i-1)Nos}{A''+B''}$$

$$\times\left[\frac{0.65}{\lambda^2} + 0.44\left(\frac{a''\rho}{\mu}\right)^{1/2}\left(\frac{P_o}{P}\right)^{0.2}\frac{\Gamma\left(\frac{b}{2}+\frac{5}{2}\right)}{\lambda_s^{b/2+5/2}}\right] \quad (A26)$$

（12）、融解雪晶的蒸发（PMLTEV）

这一项除液水表面的蒸发外与（A26）相同，形式为：

$$PMLTEV = \frac{4(s-1)N_{os}}{A'+B'} \times \left[\frac{0.65}{\lambda_s^2} + 0.44 \left(\frac{a''\rho}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{P_o}{P} \right)^{0.2} \frac{\Gamma\left(\frac{b}{2} + \frac{5}{2} \right)}{\lambda^{b/2+5/2}} \right] \quad (A27)$$

（13）、云冰的融解（PSMLTI）

融解的云冰是云水的源，我们假设这个过程是在瞬时发生的，由下式给出：

$$PSMLTI = \rho q_I / \triangle t \quad (A28)$$

这里只适用T≥0℃的情况。

3、水的连续变量的源项

5个水的连续变量的源项列表如下：

对水汽q_v：

$$S_v = -[PCOND + PREVP + PSDEP + PMLTEV\ (T \geq 0℃) + PDEPI + PINT]。 \quad (A29)$$

对云水q_C：

$$S_C = PCOND + PSMLTI\ (T \geq 0℃) - PRAUT - PRACW - PSACW \quad (A30)$$

对云冰q_I：

$$S_I = PDEPI - PSMLTI\ (T \geq 0℃) - PSACI - PCONV + PINT \quad (A31)$$

对雨滴q_R：

$$S_R = PREVP + PRAUT + PRACW - PSMLT\ (T \geq 0℃) + PSACW\ (T \geq 0℃) \quad (A32)$$

对雪晶q_S：

$$S_S = PSDEP + PMLTEV\ (T \geq 0℃) + PSACI + PSMLT\ (T \geq 0℃) + PSACW\ (T < 0℃) + PCONV。 \quad (A33)$$

同理，温度T的源项为：

$$S_h = \frac{L_v}{C_p}(PCOND + PREVP + PMLTEV) + \frac{L_s}{C_p}(PINT + PDEPI + PSDEP) + \frac{L_f}{C_p}[PSMLT - PSMLTI + PSACW\ (T < 0℃)]。 \quad (A34)$$

六、附 录 B

符 号 表

符 号	符 号 说 明	值	国 际 单 位
A'	PREVP中的热力项		m s kg^{-1}
A''	PDEPI中的热力项		m s kg^{-1}
a	M—Z关系式中的常数	0.008	$gm^{3(b'-1)}mm^{-6b'}$
a'	线性雨滴落速关系常数	3×10^{3}	S^{-1}
a''	雪晶落速关系常数	1.139	$m^{(1-b)}s^{-1}$
a_0	多项式雨滴落速关系常数	−0.267	ms^{-1}
a_1	多项式雨滴落速关系常数	5.15×10^{3}	S^{-1}
a_2	多项式雨滴落速关系常数	-1.0225×10^{6}	$m^{-1}s^{-1}$
a_3	多项式雨滴落速关系常数	7.55×10^{7}	$m^{-2}s^{-1}$
B'	PREVP中的热力项		m s kg^{-1}
B''	PDEPI中的热力项		m s kg^{-1}
b	雪晶落速指数	0.11	
b'	M—Z关系常数	0.605	
c	冰晶的电容量		F
c_p	定压比热	1.005×10^{3}	$Jkg^{-1}k^{-1}$
D_1	六角形晶片直径		m
D_0	云冰晶初始直径	12.9×10^{-6}	m
D_R	雨滴直径		m
Ds	雪花直径		m
$\bar{D}_1$	云冰晶平均直径		m
$dB(Z_R)$	$10log_{10}$(雨滴雷达反射率系数)		
$dB(Z_S)$	$10log_{10}$(雪晶雷达反射率系数)		
E_{RC}	雨滴与云水的碰并系数	1	
Esc	雪晶与云水的碰并系数	1	
Es_1	雪晶与云冰的碰并系数	0.1	
e_{Si}	冰面饱和水汽压		Nm^{-2}
e_{SW}	水面饱和水汽压		Nm^{-2}
F	雨滴通风系数		
F^1	雪晶通风系数		
Ka	空气热导率	2.43×10^{-2}	$Jm^{-1}S^{-1}K^{-1}$
L_f	水质(Water substance)的融解潜热	3.34×10^{5}	Jkg^{-1}
Ls	水质的升华潜热	2.5×10^{6}	Jkg^{-1}
Lv	水质的凝结潜热	2.25×10^{6}	Jkg^{-1}
M_I	云冰晶平均质量		kg

Mmax	云冰晶的最大质量	9.4×10^{-10}	kg
M_o	云冰晶质量初值	10^{-12}	kg
M_R	单位体积空气的雨滴质量		kgm^{-3}
Ms	单位体积空气的雪晶质量		kgm^{-3}
Mw	水克分子量	18.0160	
Mmelt	融解雪晶质量		kg
$M(D_R)$	直径为D_R的雨滴质量		kg
M(Ds)	直径为Ds的雪花质量		kg
$N_{DR}dD_R$	直径为$D_R\sim dD_R+D_R$间的雨滴浓度		m^{-3}
$N_{DS}dD_S$	直径为$Ds\sim dDs+Ds$间的雪花浓度		m^{-3}
No_R	雨滴尺度分布的截距值	8×10^6	m^{-4}
Nos	雪花尺度分布的截距值	2×10^7(类型1) 8×10^6(类型2)	m^{-4}
n_C	云冰晶浓度		m^{-3}
n_O	表示云冰晶浓度时引进的常数	10^{-2}	m^{-3}
P	气压		Nm^{-2}
P_O	经验关系常数	10^{-6}	Nm^{-2}
PCOND	水汽凝结		$kgm^{-3}s^{-1}$
PDEPI	云冰的凝华增长		$kgm^{-3}s^{-1}$
PMLTEV	融解雪晶的蒸发		$kgm^{-3}s^{-1}$
PRACW	云水与雨水的碰并		$kgm^{-3}s^{-1}$
PRAUT	云水的自然转换		$kgm^{-3}s^{-1}$
PREVP	雨水的蒸发		$kgm^{-3}s^{-1}$
PSACI	云冰与雪晶的碰并		$kgm^{-3}s^{-1}$
PSACW	云水与雪晶的碰并		$kgm^{-3}s^{-1}$
PSDEP	雪晶的凝华增长		$kgm^{-3}s^{-1}$
PSMLT	雪晶的融解		$kgm^{-3}s^{-1}$
PMLTEV	融解雪晶的蒸发		$kgm^{-3}s^{-1}$
PSMLTI	云冰的融解		$kgm^{-3}s^{-1}$
PINT	云冰的生成		$kgm^{-3}s^{-1}$
PCONV	云冰向雪晶的转换		$kgm^{-3}s^{-1}$
q_S	云水混合比		$kgkg^{-1}$
q_i	云冰混合比		$kgkg^{-1}$
q_{imax}	云冰向雪晶转换的临界值		$kgkg^{-1}$
q_O	PRAUT过程的混合比临界值	7×10^{-4}	$kgkg^{-1}$
q_r	雨水混合比		$kgkg^{-1}$
q_S	雪晶混合比		$kgkg^{-1}$
q_{SO}	馈增云带顶部的雪晶混合比		$kgkg^{-1}$

q_{si}	冰面饱和混合比		$kgkg^{-1}$
q_{sw}	水面饱和混合比		$kgkg^{-1}$
q_v	水汽混合比		$kgkg^{-1}$
R^*	普气体常数	8.314×10^3	$Jkmol^{-1}K^{-1}$
Re	雷诺数		
Rw	水汽气体常数	4.61×10^2	$Jkg^{-1}K^{-1}$
S	水面饱和比		
Sc	Schmidt数	0.6	
SC	云水源项		$kgm^{-3}s^{-1}$
S_h	非绝热项		$kkgm^{-3}s^{-1}$
S_I	云冰源项		$kgm^{-3}s^{-1}$
S_i	冰面饱和比		
S_o	相当于q的源和汇		$kgm^{-3}s^{-1}$
S_R	雨滴源项		$kgm^{-3}s^{-1}$
Ss	雪晶源项		$kgm^{-3}s^{-1}$
Sv	水汽源项		$kgm^{-3}s^{-1}$
T	温度		K
T_o	参考温度	273.16	K
t	时间		s
u	水平风速		ms^{-1}
$\overline{V}$	降水的质量权重落速		ms^{-1}
$\overline{V}_R$	雨滴的质量权重落速		ms^{-1}
$V_R(D_R)$	直径为D_R的雨滴落速		ms^{-1}
$\overline{V}s$	雪晶的质量权重落速		ms^{-1}
$V_S(Ds)$	直径为Ds的雪花落速		ms^{-1}
W	垂直空气速度		ms^{-1}
X	水平距离		m
Z	等效雷达反射率因子		mm^6m^{-3}
z	垂直距离		m
α	自然转化率系数	0.001	S^{-1}
β	冰晶浓度常数	0.6	deg^{-1}
Γ	伽马函数		
Γ_d	干绝热递减率	9.8×10^{-3}	Km^{-1}
$\in_o$	自由空间电容率	8.854×10^{-12}	$C^2N^{-1}m^{-2}$
ρ	空气密度		kgm^{-3}
ρ_L	水密度	10^3	kgm^{-3}
ρ_S	雪晶密度	100(类型1) 200(类型2)	kmm^{-3}

λ_R	雨滴尺度分布斜率		m^{-1}
λ_S	雪晶尺度分布斜率		m^{-1}
X	空气水汽的扩散率	2.26×10^{-5}	m^2S^{-1}
μ	空气的动力粘滞度	1.718×10^{-5}	$kgm^{-1}S^{-1}$
Δt	时间增量	10	S
Δx	水平空间增量	4000	m
Δz	垂直空间增量	200	m

段莉译自 J.Atmos.Sci.1983, Vol.40, No.5, P 1185—1206,汪厚基校

IX 地形对雨带的某些效应

DAVID B·PARSONS,PETER V·HOBBS

一、引言

本系列上述论文中，我们已叙述过发生于太平洋的温带气旋接近华盛顿州海岸时，不同雨带中的空气运动和微物理过程，并且还提供过某些雨带的水汽收支的信息，同时，还研究过同雨带的形成、发展、相互作用和消散有关的许多方面。还描述过对某些类型雨带作用的过程，并对暖锋雨带作了数值计算与微物理观测的比较。本文只涉及当雨带从太平洋进入华盛顿西部在内陆移动时，地形对雨带的效应。

考虑地形对降水系统的效应中，我们首先应确定地形的尺度、气流的特征以及地形影响之前的降水的机制。在成层云降水和孤立高地（高度为50米）情况下，当高层播撒云降水用以增加云的冷凝过程时，迎风面坡度可以增大降水。这种“播撒——馈增”过程导致高度与降水有明显的相关。这种情况已被Storebo、Bader和Roach与Gocho很好地模拟过。但是，当地形在水平范围变得较大、较复杂和高度较高时，地形的作用可能变得更复杂。同时，还可能包含有对流层中层的对流激发这一类过程和某些类型雨带维持所必须的低层气流阻塞。由于高地形中获得可靠资料的困难和气象反应的复杂性，多数地形对雨带的作用的研究，只限于山高≲500米。本文所涉及的地形垂直尺度范围，是从大小适中的山（～500米高）到大的山地（～2Km高）。

本文（第2节）从用于这次研究的现场设备的简短描述开始，第3节我们描述四个天气系统在这些系统中包括要讨论的雨带。这四个气旋的研究，提供出地形对暖锋、暖区、窄冷

锋、宽冷锋和锋后雨带作用的信息。这些效应将在第4节中加以叙述。

二、观测设备及其用途

Hobbs等（1980）曾详细讨论过CYCLES(CY-CLonic Extratropical Storms Project)的通用设备。对本研究具有重大意义的是国家大气研究中心（NCAR）的CP—3多普勒彩色显示雷达、华盛顿大学（UW）的搜索雷达和地面观测站。根据国家气象局（NWS）天气测站网和CP—3雷达点施放的一系列无线电探空测风（每小时一次）资料连同CP—3多普勒雷达资料去分析天气形势。

图9—1表示这两部雷达点对于当地地形的位置。CP—3雷达位于华盛顿州海岸的波特·布朗（Pt. Brown），具有近150公里的测距，提供出海洋和陆地的定量雷达资料，它可以追踪接近海岸150公里的雨带。



图9—1 CYCLES设备对于当地地形的位置，两个大圆分别表示NCAR CP—3雷达和UW雷达的测距，与此同时标出了每个雨量器符号的位置(参见表1)。

当雨带移到大陆时，在CP—3雷达测距范围内，会遇到三个主要的地形：即奥林匹克（Olympic）山脉（最高山峰接近2Km）、威拉帕——布拉克（Willapa-Black）丘陵（最高山峰接近800米）和切哈里斯（chehalis）河谷的洼地（见图9—1）。除了威拉帕(Willapa)山、布拉克（Black）山和奥林匹克（olympic）山脉的某些区域外，这些山区给雷达造成广阔的“地面杂乱回波”，CP—3雷达对雨带能作全程追踪，同时雨带进入UW搜索雷达所搜索的区域。后部雷达覆盖着包括奥林匹克（Olympic）山脉东部、普盖特（Puget）海峡洼地和喀什喀得(Cascade)山地的山麓丘陵地带在内的种种地势（见图9—1）。因此，通过这两部雷达的使用，可以在300—400公里内跟踪雨带。

研究大尺度地形效应中，雷达是特别有用的。图9—1所示与表9—1所列的雨量测站网用

于检验大尺度效应，同时也为了检验较低的山所引起降水的局地调节作用。根据UW高分辨雨量器的连续追踪提供出不同类型雨带的降水量和降水持续时间的准确资料，甚至那些移动迅速或相对狭窄的雨带。而在国家海洋大气局的低分辨与高分辨的情况下，进行连续追踪不总是有效的。因而，对这些测站的1小时降水积累之间通常需要内插，当雨带移到国家海洋大气局的雨量器范围时，主要用雷达资料来确定时段。

三、天气形势与中尺度组织

下面对所讨论的雨带和出现的天气形势作一简短的描述。

1、1976年11月17日

该日一深厚锢囚系统中心位于西雅图（Seattle）之北近1200公里处，其后部冷锋云层越过CYCLES测站网上空，地面冷锋于0730PST（太平洋标准时间）越过CP—3雷达点。这

表 9—1　所用雨量测站网

台　站　名	图1中所使用的代号	雨量器的类型¹
切哈利斯	U_1	UW高分辨量器
埃尔玛	U_2	〃
拉　塞	U_3	〃
长　滩	U_4	〃
毛克里帕斯	U_5	〃
波特·布朗	U_6	〃
华盛顿大学	U_7	〃
阿斯汤斯	C_1	NOAA高分辨量器
弗朗西丝	C_2	NOAA低分辨量器
格雷斯河	C_3	〃
格林沃特	C_4	NOAA高分辨量器
穆德山水坝	C_5	〃
奥林匹亚	C_6	〃
安杰列斯港	C_7	〃
奎尔申水坝	C_8	NOAA低分辨量器
奎尔拉尤特	C_9	NOAA高分辨量器
西雅图美国国家气象局(NWS)办事处	C_{10}	〃
西雅图/托库玛机场	C_{11}	〃
西尔弗顿	C_{12}	〃
斯坦姆皮德海峡	C_{13}	〃
西　港	C_{14}	NOAA低分辨量器

注：UW雨量器的分辨量程从0.033到0.067mm；而NOAA的低分辨量器与高分辨量器的分辨率分别为0.254和2.54mm。

时的中尺度组织包括暖区、窄冷锋和四条宽冷锋雨带（见图9—2）。Hobbs 等（1980）已较详细描述过这个气旋的天气形势和中尺度特征。

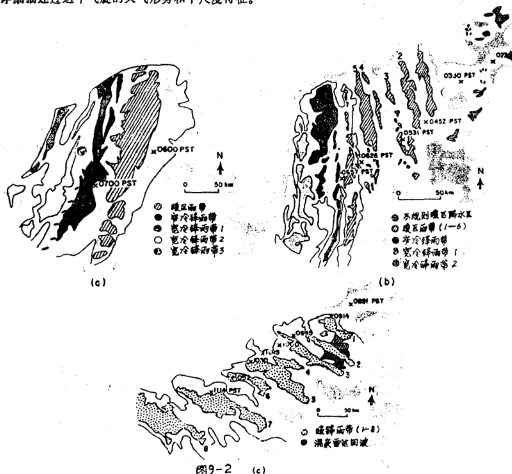


图9—2　雷达反射率的PPI系列时间显示表明到达华盛顿海岸的雨带。CP—3雷达相对于雨带的位置由＋字表示。(a) 1976年11月17日0600—0700PST。外围线反射率强度为19dB（Z）。暖区雨带的北部，窄冷锋雨带，最初的两条宽冷锋雨带廓线为34dB(Z)，而暖区雨带和后面的宽冷锋雨带的南部廓线为>29dB(Z)。(b)1976年12月8日0230—0657PST，外围廓线雷达反射率强度为19dB(Z)。最里边的廓线包含的强度为29dB(Z)。(c) 1977年12月13日0945—1114 PST，外围廓线的反射率强度为15dB(Z)，而里边廓线为>29dB（Z）。最早的雨带要比后边过来的难确定一些。

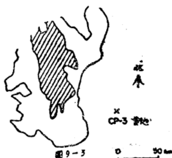


图9—3　1977年11月8日1946PST，仰角为0°的雷达PPI扫描。最外围廓线的雷达反射率强度为19dB(Z)，而内廓线为>29dB(Z)。所表明的是大量不太好的定义的暖锋雨带之一。

2、1976年12月8日

1976年12月8日有一气旋系统移过CYCLES测站网，该系统经过华盛顿州西部时，一直处于发展阶段，但在地面还未锢囚，其地面冷锋在0715 PST前后越过CP—3雷达点。Hobbs和Parsons（1983）已叙述了该气旋的天气特征。该系统在沿海观测到的中尺度特征包含有六个暖区、一条窄冷锋、三条宽冷锋和两条后部锋面的雨带；另外暖区内还观测到一些形状不规则的降水区（见图9—2b）。

3、1977年11月8—9日

当系统接近期间，地面为高压中心，而西北太平洋上的环流形势，在高空受长波脊的控制。1977年11月6日形成并缓慢发展成1006mb低压的一个气旋系统，移过脊区并开始消散。这个系统云层的暖锋部分于1977年11月8日移到CYCLES测站网，并在1400 PST开始降水。超出暖锋的部分继续进入CYCLES测站网，此时这个系统的云层形成波动。降水继续到11月9日清晨，同时包含有不很明确的暖锋雨带。一段时间没有记录到雷达资料，这妨碍了对这个个例构成一个雷达反射的连续系列。然而，图9—3表示出不明确的暖锋雨带的一例。1977年11月9日0307PST在CP—3雷达点观测到暖锋过境（图4）。

4、1977年12月13日

这里包含有极涡和完整的极锋波动的一复杂锢囚系统（Locatelli等，1982）。它有几个清晰的暖锋雨带、一系列锋前雨带、一条宽冷锋雨带和一条与地面锢囚锋相联系的雨带（1325PST附近在CP—3雷达点锋面过境），这些雨带都是与这个气旋相联系的。我们将涉及这些暖锋雨带（图9—2c）。Houze等(1981)详细讨论过这些暖锋雨带之一的微物理方面。

四、地形对雨带的作用

1、暖锋雨带

(1)、1977年11月8—9日

在此气旋中，接近华盛顿州海岸的天气尺度暖锋降水，包含有一系列相当不明确的暖锋雨带（图9—3）。它们的平均速度约为17米/秒，277°。离地面锋线的距离越近，越趋向于西北方位。当雨带还在洋面上时，CP—3雷达资料分析表明，在生成层和亮带之间以反射率的显著增加说明高空开始生成降水（图8—5）。这种反射率型式属于典型的暖锋雨带。同时，

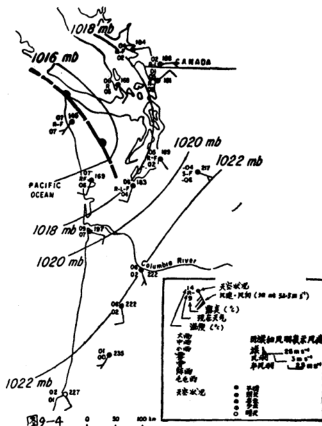


图9—4 1977年11月9日0500PST地面天气图上分析出一条弱地面暖锋.

Rutledge和Hobbs(1983)指出，它与“播撒—馈增”的降水增长过程是一致的。这种暖锋雨带处于雷达视界的北部，该雨带越过了三个重要的地形，奥林匹克(Olympic)山脉、普盖特(Puget)海峡洼地和喀什喀得(Cascade)山脉。

当地面暖锋距奥林匹克(Olympic)山脉迎风坡≥100公里时，普盖特(Puget)海峡区域，奥林匹克山脉之东北，用UW搜索雷达观测到的雷达反射率受到很大的抑制。这个区域到奥林匹克之东与之南，观测到弱冷锋雨带。图9—6表示的是一个实例。有时，这些暖锋雨带越过普盖特海峡洼地，并进入喀什喀得(Cascade)山脉的山麓。但是，当地面暖锋移到更接近奥林匹克(Olympic)山脉迎风坡约100公里以内时，普盖特(Puget)海峡洼地上的降水图象则有明显变化。这时，尽管海岸出现最强的降水累积，从海岸到普盖特(Puget)海峡区域，雨带都不再移动(图9—7)。

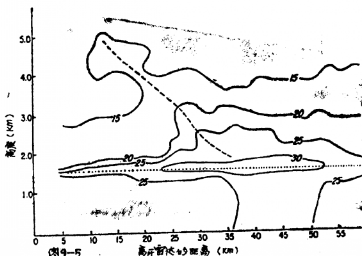


图9—5 1977年11月8日2130PST CP—3雷达得到的暖锋雨带的雷达反射率分布高度指示(RHI)显示。廓线间隔5dB(Z)，确定的亮带（点线）表示，降水的成层云性质，虚线表示在5km高度上正在生成的雨幡，和通过成层云区域的轨迹。雨带正向左侧移动。



图9—6 1977年11月8日1800PST时，UW扫描雷达以0.5°高度仰角得到的雷达反射率显示。黑色区反射强度>18dB(Z)，是暖锋雨带。

从雨量站资料得到的降水分布（表2）表明，它与雨带的雷达分析推出的相类似。沿海岸的降水累积是23—55mm，而普盖特（Puget）海峡则通常<1mm。普盖特（Puget）海峡测

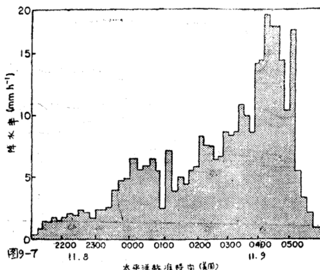


图9—7 1977年11月8—9日在毛克里帕斯(U5)的地面降水率(mm/h⁻¹)。
暖锋于1977年11月9日～0400PST移过此站。

站的降水瞬时分布（例如Quilcene Dam）也和雷达分析一致。在安杰列斯（Angeles）港、奥林匹克（Olympic）山脉之北，观测不到降水。普盖特（Puget）海峡以南降水累积适中，没有受到地形的直接影响，雨带最强烈的部位是在这个区域之北。在喀什喀得（Cascade）山脉降水累积在15和24mm之间，接近于海岸各站，从雨带的雷达分析，其特征不十分清楚。

表9—2　　1977年11月8—9日暖锋降水量

台　　站	位　　置	雨量（mm）
奎尔拉尤特（C9）	沿海	23.37
毛克里帕斯(U5)[c]	沿海	54.44
西　　港(C14)[d]	沿海	23.62
奎尔申水坝(C8)[d]	奥林匹克山东面的福锡尔斯	5.10
西雅图/托库玛机场(C11)	普盖特海峡洼地	0.51
华盛顿大学(U7)	普盖特海峡洼地	0.12
埃　尔　玛(U7)[e]	切哈里斯海谷	5.27
奥林匹亚(C6)	普盖特海峡南	5.59
拉　　塞(U3)[e]	普盖特海峡南	0.36
安杰列斯港(C7)	奥林匹克山北面	0.0
西尔弗顿(C12)	喀什喀得山脉(0450m MSL)	24.38
格林沃特(C4)	喀什喀得山脉(0527m MSL)	19.30
斯坦姆彼德海峡(C13)[e]	喀什喀得山脉(1206m MSL)	15.49

(2)、1977年12月13日

1977年12月13日当一气旋接近太平洋海岸时，观测到8条暖锋雨带系列（图9—2C）。Houze等（1981）发现，当这些暖锋雨带之一接近华盛顿海岸时，降水增长与"播撒——馈增"机制有关。这些雨带从西南接近CYCLES测站网，并向东北方向移动。在越过海岸之后，进入威拉帕（Willapa）和布拉克（Black）丘陵，然后，再进入切哈里斯（Chehalis）河谷和普盖特（Puget）海峡洼地，最后到达雷达作用范围之外，而进入喀什喀得（Cascade）山脉。

用Cp—3和UW两部雷达追踪这些雨带发现，当它们移入内陆时，雨带趋于减弱、合并，而终于很难划定其界线。但是，某些个例中可以越过CYCLES测站网范围追踪雨带。图9—8给出了一个特别清晰的例子，这个暖锋雨带跟踪了三个小时以上，其相应的移动距离>350公里，虽然该雨带生命史较长，而当它移到普盖特（Puget）海峡时，其西部边缘几乎消失。



图9—8　系列时间的雷达反射率PPI显示表明1977年12月13日暖锋雨带的发展。扫描的时间写在雨带的右边，黑色阴影表示的强度或者是29dB(Z)，或是34dB(Z)。扫描仰角或是0.0°或是0.8°。

从1977年12月13日雨量观测（表3略）揭示出，内陆洼地地区各站的雨量为沿海岸雨量的40—64%。内陆各站瞬时雨量分布指出，有中尺度降水区域的出现，尽管这个雨量和加强的降水率两者均低于沿海岸。但是，仍注意到：喀什喀得（Cascade）山地某些站与喀什喀得（Cascade）之西洼地各站比较，降水累积稍有增加。

(3)、讨论

上述所讨论的两个气旋中，地形对暖锋雨带作用最显著的差异是1977年11月8—9日降水在普盖特（Puget）海峡的抑制。应用波特·布朗（Pt. Brown）的探空资料考察各个

例中的气流，以试图解释不同降水分布。两个例中重要差别在于1977年12月13日出现的层结相对为弱（图9—9）。而这种差别对奥林匹克（Olympic）山脉的背风坡或许引起不同的气流。(Walters和Overland，1982）在数值模式中指出：越是上游风速较小且稳定度较大，在奥林匹克（Olympic）山脉附近气流就越像准水平，具有较小的垂直运动。由于1977年11月8日和1977年12月13日上游气流的速度类似，虽然11月8日稳定度更大（图9—9），但其下沉运动却可以不强。这就说明1977年11月8日奥林匹克（Olympic）山脉之东暖锋雨带显著消散，并不是下沉运动造成的。然而奥林匹克（Olympic）山脉附近气流是复杂的，空气可以绕山流动或越过山脉，并且甚至弱层结也能导致在华盛顿州西部形成风的重要通道。

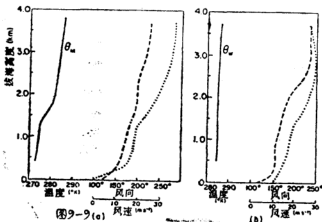


图9—9 从暖锋雨带附近的波特·布朗施放探空得到的湿球温度（θ_w）、风向（点线）、风速(虚线）的垂直廓线，(a) 1977年11月8日1954PST；(b) 1977年12月13日1110PST。

11月8—9日和12月13日两个例的另一差别，是边界层以上的风向（图9—9）。第一个例中这个地区的风通常比第二个例更偏西，这样11月8—9日奥林匹克(Olympic）东的任一下沉位置可以对普盖特（Puget）海峡的雨带消失具有较大的作用。两个例的高空风向的差异导致了雨带移动的差异。11月8—9日移入普盖特（Puget）海峡的降水区，已经提前越过奥林匹克（Olympic）山脉，而12月13日雨带才从低地向普盖特（Puget）海峡西南接近。

这两个时期下沉区位置的差异是11月8—9日降水在普盖特（Puget）海峡造成较大抑制的原因的这种见解，得到了11月8—9日降水分布随时间的变化与气流特征变化相比的考查分析的支持。11月8—9日降水区移入普盖特（Puget）海峡之前，波特·布朗（Pt.Brown) 1420 PST所放探空指出，850mb风为197°、10ms^{-1}，而700mb风为250°、22ms^{-1}。当暖平流降低时，这些高度的风随时间而改变。从11月9日0032 PST波特·布朗(Pt.Brown)多普勒雷达资料指出，850mb风改变到近于240°、21ms^{-1}，而700mb风近于280°、27ms^{-1}。

移入CP—3雷达区的雨带，随后不久并不越过奥林匹克（Olympic）山脉和进入普盖特(puget)海峡洼地。尽管这时以后海岸降水最强。这些雨带中雷达反射率（甚至更高处）总抑制，说明"播撒区"本身可能是有扰动的。

12月13日当雨带移过威拉帕（Willapa）和布拉克（Black）丘陵时，上空雷达反射率的结构没有引人注意的改变。因此，这可能是"播撒区"在上空连续产生降水，而任何降水的增加都是发生在低层。由于威拉帕（Willapa）和布拉克（BlacK）丘陵低于奥林匹克（Olympic）山脉，同时边界层的平均风速仅为～8ms^{-1}，且与山接近平行，如果这些山地以东的这个区域上空连续产生降水，这是很自然的。由于内陆的相对湿度通常小于沿海岸，山之东降水减小就可能是由于低层降水增长的减小，或者以至是降水的蒸发。Browning等（1974）指出，在布雷腾（Britain）的山的下风坡，暖锋降水是适度减小的。

由于山区与丘陵地范围的雨量站较少，得到该区域雨量分布是比较困难的。雨量站资料指出，喀什喀得（Cascade）山脉的降水有高于其西部低地的趋势。当边界层之上风具有较大的西风分量和较大的上坡分量时（图9—9），11月８—９日这种增强最明显。12月13日从雨量站资料的降水累积和喀什喀得（Cascade）山脉之西雨带强度较大这一事实，证实了较大的上坡气流的重要性，而11月８—９日山区的累积量却较大。不过，它与后面讨论的气旋某些其他部位相比较，这种增长只是中等而已。



图9—10　1979年11月17日在0601、0631和0701 PST由CP—3雷达逐次PPI显示指出的暖区雨带的前沿（重黑线），雷达天线仰角为0.8°。注意前沿在切哈里斯山口上的移动。

2、暖区雨带

（1）、1976年11月17日

1976年11月17日，观测到含有复合子带的单独暖区雨带（图9—2a）。低层位势不稳定的释放是造成此雨带对流特性的原因（Hobbs等，1980）。雨带向东北东移动到海岸，并在CP—3雷达探测区北部显著增强。

当暖区雨带移到内陆时（图9—10），CP—3雷达观测到的最显著变化是它前沿的变形，这是由于它相对快地推进到奥林匹克山脉（Olympic Mountains）与布拉克（Black）和威拉帕（Willapa）丘陵之间的切哈里斯（Chehalis）河谷地带（切哈里斯河谷后改为切哈里斯山口—ChehalisGap）。到切哈里斯山口南部，雨带被阻止在威拉帕和布拉克丘陵中。

雨量器数据（表4）表明，通常降水量是沿海大于内陆。这些数据也指出内陆累积降雨又以切哈里斯山口最大，但是，随着雨带向内陆纵深移动雨量是减小的（例如埃尔玛、奥林匹亚和华盛顿大学的降水资料就是明显的）。威拉帕和布拉克丘陵东部地区降水量与普盖特海峡（Puget Sound）类似。

表9—4　　1976年11月17日暖锋降水（a）

站（b）	地点	降水（mm）
毛克里帕斯（U5）	沿海	8.47
波特·布朗（U6）	沿海	6.52
长滩（U4）	沿海	不工作
切哈利斯（U1）	切哈里斯河谷南部	1.86
埃尔玛（U2）	切哈里斯河谷	5.10
拉塞（U3）	普盖特海峡南	3.26
华盛顿大学（U7）	普盖特海峡洼地	2.10

(a)　只包括UW高分辨雨量器数据，低分辨雨量器数据表示了类似的降水分布。

(b)　站点的地点在图1中给出的括号内代码所表示的地点。

（2）、1976年12月8日

12月8日，在暖区中观测到两种性质不同的降水体系。第一类，位于地面冷锋前～160到300km之间，低层由比较弱的、形状不规则的降水区组成（图9—2b），其上空4.0到7.5km高度间有大片的雷达反射回波（图9—11）。高层降水与卫星云图上看到的暖区中的大片云区是重合的。高层回波区可能是中层两层位势不稳定的释放所造成的（图9—12）。有时，低层的降水可以追朔到自4km以上下落的降水，但是通常高层降水降落的下限是受中层蒸发限制的。在CP—3雷达探测区南部高层降水区比较多而且强。

第二类降水体系是一系列确定无疑的暖区雨带（图9—2b）。这些雨带位于地面冷锋的大约150km之内。冷锋前部低层位势不稳定（图9—12），在这些雨带形成中所起的作用是毫无疑问的。在暖区雨带中雷达回波高度是5.5km，比在第一类暖区降水低的多；而中层位势不稳定释放的重要性在第二类降水中就相应的差一些。

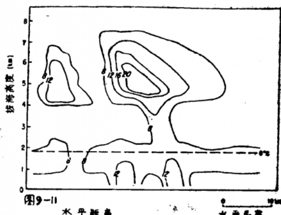


图9—11　1976年12月8日，在暖区雨带中的第一降水系的雷达反射率图型。实线表示用dB（Z）标示的雷达反射率，虚线为0°C等温线的近似位置。凝结高度附近的层次是在沿海站看到的云的中断层中。较上层的雷达回波似乎是与中层位势不稳定的释放有关，所观测到的中层位势不稳定的释放所包含的降水迹，有时达到地面。

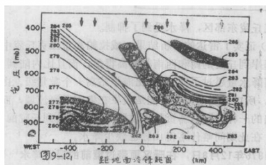


图9—12　当1979年12月8日的气旋通过波特·布朗时的湿球位温垂直剖面（实线、K）。修正后的锋面移动代替了时间。破折线表示温度变换的项，阴影区表示位势不稳定的区域($d\theta w/dz<0$)。剖面图上部的箭头标志由波特·布朗释放探空仪的时间。

雷达探测结果指出，当暖区中第一类降水体系移过CP—3雷达探测区南部时，几乎各层的反射率都增强了，而且降水结构在丘陵上变得近于带状（图9—13）。开始于高空的反射率增强到威拉帕和布拉克丘陵西南。由于中层对流层上大多近似为西南风，因此，增强开始于丘陵的上方。丘陵上面带状降水呈NE—Sw向，与N—S排列的暖区雨带组织大不相同。图9—13中的带状降水区说明当它从丘陵上向NE移动时，虽然强度减弱了，但仍然是有组织



图9—13　1979年12月8日0401PST 仰角为0.8°时的雷达PPI扫描，阴影区是在暖区中的带状降水特征，雷达反射率>19dB（Z）.

的。在威拉帕和布拉克丘陵东部区，降水受到了抑制。

雨量器数据（表5）证实了雷达的分析结果。威拉帕和布拉克丘陵中的降水量（在弗朗西丝和格雷斯河）比海岸到丘陵的西和西南都要高得多，而且比内陆到山地的东部和东北部也要高得多。格雷斯河降水量超过了15mm，比海岸站高一个数量级。由于边界层中以偏南气流为主（图9—14），所以低层的抬升可能是发生在格雷斯河流域，而不大可能在弗朗西丝。正如雷达观测指出的一样，雨量器资料也说明内陆降水是到丘陵的东北部，强度随距丘陵距离的缩小而增加。在此期间喀什喀得山脉也缺少降水。

表9—5　　1976年12月8日，在暖区雨带过境前的暖区降水[a]

站	地点	降水（mm）
阿斯托里亚（C1）（Astoria）	沿海	0.25
长　滩（U4）[c]	沿海	1.46
波特·布朗（U6）	沿海	1.21
弗朗西丝（C2）[d]	威拉帕丘陵内洼地	2.5
格雷斯河（C3）[d]	威拉帕丘陵内洼地	15.2
埃尔玛（U2）[d]	切哈里斯河谷	1.34
切哈里斯（U1）	切哈里斯河谷南部	

奥林匹亚（C6）	普盖特海峡南	1.02
西推图/托库玛机场（C11）	普盖特海峡	0.25
西雅图美国国家气象局办事处（C10）	普盖特海峡	
斯塔姆匹得（C13）	喀什喀得山脉（海拔1206m）	

(a)、包括具有代表性的UW高分辨雨量器资料。在此表中没有给出的低分辨资料和其它的高分辨资料也具有类似的趋势。

(b)、站点位置同表4b说明相同。

(c)、UW高分辨雨量器。其它的雨量器是由国家气象局或是由美国国家大气局协作站维持的。

(d)、表示低分辨雨量器。

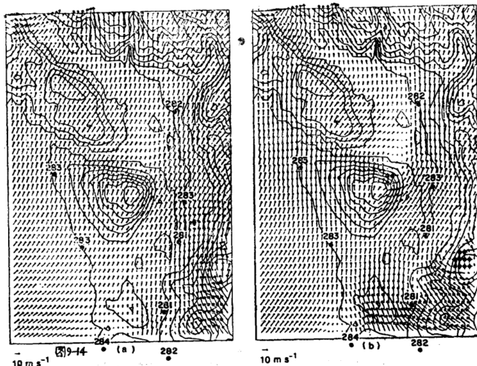


图9—14 由奥韦尔兰得等（1979）的数值模拟预测的边界层内的气流。模拟运算的是1976年12月8日0000国际时边界层高度上的资料初值化处理，（a）和（b）分别表示1800和900m的边界层高度。风速和风向代表了边界层内的平均风（箭头的长度与风速成比例）。星号表示气流与地形相交及地点。实线表示简单的海岸线和地形。三位数是由NWS资料计算得出的θw值（K），并标明了其近似地点。沿海站和内陆南部站之间的对比是明显的。

在12月8日有组织的暖区雨带提出了一个与刚叙述的结果有趣的对比。在CP—3雷达探测区南部，当雨带移过威拉帕和布拉克丘陵时，与此雨带相联系的雷达反射率趋于减小。这种减小是属于雨带移到内陆时强度一般都要减弱的那部分。在奥林匹克山脉东边UW搜索雷达观测到相当弱的雷达回波，并消失在普盖特海峡之上。两部雷达资料指出，除了紧靠冷锋的也许是最强的雨带外，雨带移到喀什喀得山脉中是不大可能的。

降水量（表9—6）反映了与有组织的暖区雨带有关的雷达回波的变化。在威拉帕和布拉克丘陵的格雷斯河气旋暖区中较早产生的大的降雨，在暖区雨带中不复存在，而这个站的降水量却与沿海相似。内陆更远地方降水量要比沿海少，并且越深入内陆，减小越明显。在普盖特海峡和威拉帕和布拉克丘陵东部的切哈里斯，降水量已是微不足道了。这些结果与11月17日的暖区雨带记录到的类似。

表9—6　与1976年12月8日暖区雨带相联系的降水量（a）

站[b]	地　名	降水（mm）
毛克里帕斯（U5）[c]	沿海	4.60
波特·布朗（U6）[c]	沿海	5.87
长　滩（U4）[c]	沿海	4.10
弗朗西丝（C2）[d]	威拉帕内洼地	2.5
格雷斯河（C3）[d]	威拉帕内洼地	5.1
切哈利斯（U1）[c]	切哈里斯河谷南	0.68
埃尔玛（U2）[c]	切哈里斯河谷	2.34
拉塞　（U3）	普盖特海峡南部	1.30
华盛顿大学（U7）[c]	普盖特海峡	0.0

（a）、（b）、（c）注释同表5（a）、（b）、（c）相同 。
（d）、低分辨雨量器.插值法误差是2.5mm；包括的资料主要为了与表5比较，

（3）、讨论

与中层位势不稳定释放有关的不规则降水区的特征，提供了一种与有组织的暖区雨带有趣的对比。前者的特征在丘陵上变成为带状，而且内陆唯一明显的降水是与这个带相联系的，当它移到丘陵东北方时。雷达反射率资料指出，在丘陵内许多地方降水有明显的增强，而且，降水的大增可望出现在由于地形造成的低层抬升的地方。在丘陵附近中层对流的加强和丘陵上降水的大大增加，指出了“播撒—馈增”机制在降水形成过程中是重要的。在丘陵上空和上风方向也记录到雷达反射率开始增加，就使人意识到丘陵有可能加强了已存在的“播撒

带"乃至产生了自身的"播撒带"。在这种类型的暖区降水中，不很高的丘陵都能使降水大大增加，这种暖区降水同Browning和他的同事们（Browning,1980）在美国注意到的相似。

在多数有组织的暖区雨带中，虽然不能低估在较高高度上降水增强的可能性，但是并没有记录到雷达反射率在丘陵上有大的增强。由于这些雨带是与低层位势不稳定释放相联系，因此就与边界层气流有关。Overland等（1979）所介绍的行星边界层气流模式对12月8日暖区行星边界层气流作了初值化处理，指出在西华盛顿低层气流的分支（图9—14）。启示了两种气流系统的可能性：一是与离开太平洋并通过切哈里斯山口的空气相联系的，另一个是与内陆洼地上的气流有关。不同地面站的θ_w也提示了这种气流的分离。在沿海站和在普盖特海峡地区，θ_w值在283和284k之间。在沿海丘陵和喀什喀得山脉之间峡谷中以及在普盖特海峡洼地区域中，θ_w值为282或281k。由于在较低层以偏南气流为主，所以低θ_w值的气团就有可能形成了从俄勒岗进入西华盛顿通过北—南洼地的通道。11月17日，当内陆存在低露点温度，而沿海站有雾时，就是所提到的一支相似的气流。当暖区雨带移到内陆时，内陆较低θ_w值和较干的气团使得流入雨带的水汽趋于减少。假设在地面以上某些层次的空气没有形成通道，而且因此保持那些与沿海隔开的空气θ_w值，那么内陆近地面较低的θ_w将使低层稳定度趋于增加。这两个因素可能与雨带在内陆移动时其强度减小有关。11月17日在切哈里斯山口中观测到的缓慢减少就可能与通过峡谷的湿空气通道有关。在英国暖区降水研究中，Browning等（1974）就曾注意到有适中比例的丘陵下风方坡雨影区。Hill等（1981）注意到暖区雨带强度在不同地形上强烈的调整，但雨带始终保持完整。

12月8日，当雨带在内陆移动时，雨带强度的减弱，在喀什喀得山脉中导致了明显的后果，使那里的降水微乎其微。Hobbs等（1975）也发现在喀什喀得山脉的迎风坡与山的上风向区相比降水是减小的，他们指出这种减小是由于气流通道的原因。

3、窄冷锋雨带

（1）、1976年11月17日

通过CYCLES站网的气旋包含有窄冷锋雨带，它有Hobbs和Biswa（1979）叙述过的典型的降水中心（图9—2）。这些中心近似呈东北—西南向穿过CP—3雷达探测区。它们向东移动并与大的垂直空气运动清楚地联系在一起。可是1分钟最大降水率仅是19.8mmh^{-1}。

11月17日，宽冷锋雨带赶上了窄冷锋雨带（Hobbs等，1980）。当宽冷锋雨带位于窄冷锋雨带之上时，后者的强度减小而降水中心瓦解。可是宽冷锋雨带一旦移到窄冷锋雨带前方，后者的降水中心又重新形成。〔窄雨带与宽雨带之间的相对运动和影响，(Parsons和Hobbs，1983)已作过进一步讨论〕。除了这些变化外，当窄冷锋雨带移过CP—3雷达探测区时，好像处于十分常定的状态。

窄冷锋雨带在沿海站的降水累积量在0.83到0.94mm范围之间。内陆河谷站降水累积量在0.71到0.95mm之间，1分钟平均最大降水率为14.70mm h^{-1}。

（2）、1976年12月8日

1976年12月8日，窄冷锋雨带产生了这个系统的最大降水率，在波特·布朗最大持续率在55mm h^{-1}以上达2分钟，在100mm h^{-1}以上达1分钟。与此雨带联系的降水中心（图9—2b）强，而与之相联的垂直速度达3～7ms^{-1}之间，它们形成在边界层内，而在1.5km以上迅速减弱。当冷锋趋近沿海时，中心结构延伸到了整个CP—3雷达探测区的南—北范围上。



图9—15　当1976年12月8日的窄冷锋雨带通过CYCLES站网时，本文联系的降水中心（不同PST时刻在雨带南端表示出）。黑色区标出与中心联系的≥25dB(Z)的雷达反射率〔由Hobbs和Biswas（1979）修改过的〕。





图9—13　1979年12月8日，当窄冷锋雨带通过UW搜索雷达区时，与之相联系的降水中心（在雨带南端标清了不同PST时间）。

图9—17　1979年11月17日，当窄冷锋雨带通过CP—3雷达探测区时，雷达仰角为0.8时的雷达反射率PPI显示。表明了雨带（黑色）的发展。在黑色区中反射率值＞30dB（Z）。雨带南端标明了PST时间。

来自西部雷达的资料指出，从沿海到喀什喀得山区降水中心的变化并不显著(图9—15)。但是当冷锋进入内陆后，中心变得最平行于冷锋。到奥林匹克山东部，中心的特征是用UW搜索雷达的资料分析的(图9—16)。在这个范围内中心趋于较小和较弱，当它们穿过普盖特海峡向喀什喀得山区移动时，则明显地合并和加强。在奥林匹克山东北部范围内锋面附近的降水中心趋于减慢，而方位比其较远的南段多少有些偏角(参见图9—16)。这个降水区向喀什喀得山区移动时趋于减弱。

雨量器资料进一步证实了由雷达观测得到的窄冷锋雨带的特征。可是当中心从沿海移到内陆时，强度可能有一些减小的迹象。在沿海站，窄冷锋雨带的累积降水量范围是1.98到3.44mm，1分钟最大降水率从23.10到55.44mmh⁻¹。而在内陆的累积降水量范围仅为0.16到0.95mm，1分钟最大降水率从4.28到11.50mmh⁻¹。

(3)、讨论

1976年11月17日和12月8日，雷达和雨量器资料都指出窄冷锋雨带跨过地形时依然完整。但是在CYCLES站网内，也记录到包括雨带中心结构变得趋于同冷锋平行排列的稍许变化。尤其是在12月8日，中心结构在内陆移动，也存在其强度稍许减弱的迹象。这可能是由于海陆间边界层内的变化和暖区中低层气流的破坏的关系。

在普盖特海峡中的变化更为明显，并且有可能是由于奥林匹克山脉的影响。12月8日的个例中，雨带和它的中心结构到奥林匹克山脉东边就变形了。

窄冷锋雨带的结构密切地关系到冷锋过程，而强冷锋的梯度都知道是十分浅薄的，从这个和其它的研究(如Browning等，1974；James和Browning，1979；Hobbs和Biswas，1979)似乎是与适度匀称的丘陵联系的障碍并不足以驱散与明确定义的冷锋系统相联系的主要环流，而中心结构也不会受到较大影响。可是对于较大的山，如奥林匹克山，气流受到扰动使得山的下风方锋的辐合受到影响。

4、宽冷锋雨带

(1)、1976年11月17日

1976年11月17日，在降水区中观测到四条宽冷锋雨带(图9—2a)，雨带呈东北—西南向伸展穿过CP—3雷达探测区，以冷锋带上面的风速向东北东移动，发生胞就出现在这个引导层附近。因为宽冷锋雨带是从锋后移入暖区的，因此它的结构就稍微复杂一些(Hobbs等，1980)。

雨带从沿海越过威拉帕和布拉克丘陵并进入内陆洼地时依然很清楚(图9—17)。而雨带在威拉帕和布拉克丘陵上空时记录到的雷达反射率并没有大的增强。感兴趣的是已经赶上冷锋并进入暖区的宽冷锋雨带，当它过山和移到山的下风方时，其强度保持不变，而暖区雨带却减弱了。

雨量器资料(表9—7)没有显示出沿海和内陆站之间有大的差别，除了像UW雨量器测得在普盖特海峡降水量小以外，除了这个站，降水量是在8.50±1.25mm之内。

(2)、1976年12月8日

1976年12月8日观测到三条宽冷锋雨带。雨带内的降水起源于高空6km附近雷达回波顶附近的发生胞中(Herzegh和Hobbs，1978)。在地面冷锋后部的冷气团中的蒸发，限制了位于云区后缘附近那些雨带的降水。雨带朝东北方向移动。

表9—7　　与1976年11月17日冷锋雨带相联系的降水[a]

站[b]	地　点	降　水 (mm)
毛克里帕斯(U5)	沿　海	9.67
波特·布朗(U6)	沿　海	8.72
长　　滩(U4)	沿　海	没工作
切哈里斯(U1)	切哈里斯河谷	7.57
埃　尔　玛(U2)	切哈里斯河谷	9.75
奥林匹亚(C6)	普盖特海峡南	8.56
华盛顿大学(U7)	普盖特海峡	1.59

(a)、(b)注释与表5相同。

当雨带在威拉帕和布拉克丘陵上移动时，cp—3雷达探测的雷达反射率在较低层显著增加。确实，在丘陵上的降水型似乎近于不变的。到威拉帕和布拉克丘陵以东也观测到了宽冷锋雨带。但是，雨带更典型的雷达反射率是在沿海观测到的。在cp—3雷达探测区内，雨带翻越地形期间，高层雷达反射率图形依然清晰不变。

UW搜索雷达资料表明，到了奥林匹克山脉东边宽冷锋雨带仍然存在，并移过普盖特海峡洼地进入喀什喀得山脚。奥林匹克山脉东北区是一个例外，那里雨带的生命期减小了。在奥林匹克山脉东部的普盖特海峡区也是如此，因为更多的蒸发是发生在较低层中。

雨量器资料表明的趋势(表9—8)与雷达资料显示的趋势是类似的。例如，考虑到降水的北—南梯度和雨带的东北向位移后，显然内陆峡谷站的降水量只是略少于海岸。在普盖特海峡内的降水量比海岸要小得多。从雨量器资料要想得到整个丘陵与山脉中降水过程的详细情况是不可能的。可是，在威拉帕和布拉克丘陵上观测到的低层雷达反射率的增加，指出了发生在这个范围内降水的某种程度的增强。

(3)、讨论

除奥林匹克山的下风方地区外，宽冷锋雨带在通过CYCLES站网期间始终是完整的。与宽冷锋雨带相联系的低层气流是处在相当低或不稳定的静力稳定度以及偏西分量较大的情况下(图9—8)。内陆与沿海相比较，在这个气流中的θ_w值是相似的，这表明，出现在西华盛顿的是同一个气团，这与暖区气流中观测到的形成通道的气流性质不一样。1976年11月17日移入暖区的宽冷锋雨带的生命史启示，当它们在内陆移动时，雨带的降水结构对维持这些雨带是重要的，雨带中的降水是从高层的播撒云中开始的。

图9—18是作为可能发生在威拉帕和布拉克丘陵上地形抬升的低层气流类型。可是，唯独12月8日在丘陵上面雷达反射率增强的周期延长了。11月17日的风速比12月8日均低40—50%，因此，在丘陵上低层中的凝结也就相应地减小。

锋面过境后，由于在丘陵上通过而增强的降水的可能性与Browning(1980)报告的英国

的情况大不一样，这种差别应是在于英国只有较小的地形对气团的抬升。

虽然威拉帕和布拉克丘陵以东的降水率并没有受到明显的抑制，但奥林匹克山地以东的地区却受到了巨大的影响，在低层雨带要么消散，要么大大减弱。再一次显示出丘陵和山

表9—8　　1976年12月8日宽冷锋雨带过境期间的降水[a]

站[b]	地　点	降　水 (mm)
毛克里帕斯（U5）	沿　海	2.20
波特·布朗（U6）	沿　海	3.05
长　　滩（U4）	沿　海	4.40
切哈里斯（U1）	切哈里斯河谷	3.59
埃　尔　玛（U2）	切哈里斯河谷	3.46
拉　　塞（U3）	普盖特海峡的南部	2.07
华盛顿大学（U7）	普盖特海峡	0.0

（a）、（b）注释与表5相同。

脉之间地形尺度的差别似乎是重要的。

5、锋后雨带

1976年12月8日，探测到两条狭窄锋后雨带。这些雨带与冷锋后部不稳定气团中的低层对流相联系（图9—19）。这些雨带除了对流性质外，自然是处于稳定状态的。雨带以不稳定的低层风的速度向东移动。到达沿海时，它们在cp—3雷达探测区的南部最强。

cp—3雷达最醒目的观测是在威拉帕和布拉克丘陵以西延伸地区锋后雨带的明显生成，以

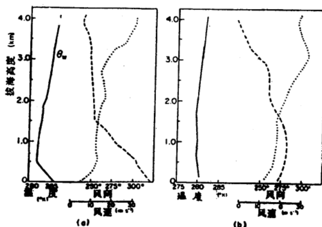
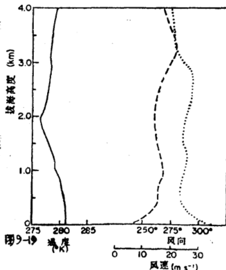


图9—18　正如图中一样，在宽冷锋雨带附近的波特·布朗释放探空得到的湿球位温（θw），风向（点线）风速（破折线）的垂直剖面。（a）1979年11月17日0803PST，（b）1976年12月8日0832PST。

及随后向内陆的移动（图9—20）。生成在丘陵上的雨带方位，与海上的锋后雨带的排列以及丘陵山地的排列类似。由于较低层的递减率是位势不稳定（并且有时也是条件性不稳定），因此，丘陵的作用也许要么是对已经存在的非降水云系有所增强，或者是触发对流线。Browning等（1974）在不稳定的暖区气流中曾发现过由于地形作用产生的程度类似的雨带。

观测到的锋后雨带穿过丘陵在内陆移动离开沿海移过cp—3雷达区。在奥林匹克山区的背风坡没有组织的雨带。显然，要么地形尺度在不稳定条件下可造成雨带状态方面的明显差别，要么就是地形对其北面并不能激发雨带这种位置方面的差别。

锋后雨带在沿海的降水量非常小，产生的最大总降水量为0.43mm。在埃尔玛、切哈里斯和奥林匹亚的内陆总降水量分别为2.33、2.12和1.66mm。内陆降水量比较大，其部分的原因是由于雨带生成于丘陵之上，尔后才移到内陆的。在普盖特海峡记录到的降水量是很小的。与此相反，在形成阻挡气流的东—西屏障处降水却很大，在那附近引起锋后气团明显的抬升。例如在斯坦姆彼德·帕斯（Stampede Pass，海拔1206m），1976年12月 8 和9日锋面过境后，降水是稳定的，总降水量就超过了28mm。比整个气旋包括沿海站在内的所有站的总降水量都多。因此，锋后降水在高山站增加的量大大弥补了暖区降水的减小量。



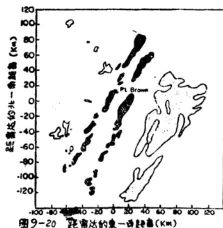


图9—19　1979年12月8日1304PST，由锋后雨带后部的波特·布朗释放探空得到的湿球位温（θw），风向（点线），风速（破折线）垂直廓线。

图9—20　cP—3雷达天线仰角为0°于1976年12月8日1123PST得到的雷达反射率PPI显示。黑色区表示两个锋后雨带。

在喀什喀得山脉的逆风坡上，大部分降水积累量出现在锋后气团中，而上风向的洼地基本上是分散的或破碎的积云（它们只是有时下雨）和无降水的高积云。在上风向没有普遍降水的条件下，比较大的地形对于产生大量降水的能力同大小适当的丘陵所产生的效应正好相反，在丘陵上降水的增加是由于地形通常与正在降水的区域重合的原因。其部分原因必然是

大地形产生的上升气流使得云粒子增长到降水的尺度，并很快地降落。从喀什喀得山脚到山顶的距离是50km，空气质点越过山脉的时间是80分钟，在这段时间内，不稳定的低层气流的抬升很可能产生明显的结淞晶体，以致于降水粒子可以增长并降落在迎风坡上。这并不是说，山脉上"播撒一馈增"机制没使降水粒子增长，而是山脉产生了自己的播撒云，而比较低和不太宽广的丘陵则必须依靠已有的播撒云来带走低层的湿空气。

6、雨带对沿海和内陆降水的相对贡献

1976年12月8日的个例，详细地说明了造成华盛顿海岸和内陆降水的各种雨带的相对贡献。为此目的，使用了6个UW高分辨雨量器。三个（长滩、毛克里帕斯和波特·布朗）在沿岸，另外三个（切哈里斯，埃尔玛和奥林匹亚）在内陆约100km处。从图9—21给出的结果可以看出，当暖区雨带在内陆移动时，雨带对降水的相对贡献是减小的，而锋后雨带的贡献则明显增加。正如我们已经看到的，雷达探测结果指出了锋后雨带在内陆丘陵上形成并加强，尔后向下传播到内陆站。遗憾的是在喀什喀得山脉中缺乏足够的雨量器和探测结果，以便通过这些资料去推论在这个范围内各种雨带对降水的贡献。

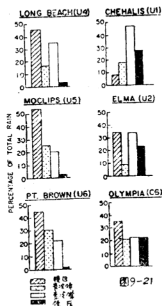


图9—21　1976年12月8日，暖区雨带、窄冷锋雨带、宽冷锋雨带和锋后雨带在三个沿海站（长滩、毛克里帕斯、波特·布朗—左边）和三个内陆站（切哈里斯、埃尔玛、奥林匹亚—右边）的百分率贡献。注意，在沿海站，最大贡献来自暖区雨带，内陆站，最大贡献来自锋后雨带。

五、概括和结束语

本文中我们叙述了与华盛顿州中纬度气旋相联系的各种类型雨带上，地形可能具有的某些效应。这些效应包括现存特征的消散到新雨带的形成，都取决于地形的尺度、气流和雨带的类型。现将观测结果概括如下：

地形对驱散雨带的作用通常随地形特征尺度而增加。这一点从暖锋、宽冷锋、窄冷锋和锋后雨带中都观测到了。可是，在同一气旋中，暖区雨带和锋后雨带是由地形引发的，而在别的例子中，喀什喀得山脉的迎风坡上，大量的降水产生在锋后气团中。

暖锋雨带的降水在小丘陵的迎风坡上可能有某些增强，但是在背风坡上趋于减小，我们把这些改变归因于“馈增带”中的扰动，而它上面的“播撒带”基本上保持不受影响。在气旋的暖区中，与中层不稳定释放有关的形状规则的降水区，当它们在丘陵上移动时变成类带状，并且降水增加。可是，在已有的暖区雨带上，低山头对降水似乎并没有任何明显的效应。在此文中叙述的两条窄冷锋雨带似乎都没受到地形较大的影响。可是当这些雨带在内陆移动时，构成雨带的降水中心的排列倾向于变得更与冷锋相平行而强度稍许减弱，并且在普盖特海峡中（在奥林匹克山脉的东边），雨带和中心变形。宽冷锋雨带除了在奥林匹克山脉下风方减弱和消散外，地形对它的影响也不太大。在锋后气团中，在显然较为平缓的丘陵上（～800m）能够生成雨带，接着向下风方移动，产生明显的降水。这些雨带的排列近于平行丘陵的长向方向。已经存在的锋后雨带跨越丘陵没有重要的改变，但是在较高的奥林匹克山脉的背风面这种情况并没出现。在锋后气团中，在喀什喀得山脉的迎风坡上降水明显增强。

除了大尺度气流对雨带的地形效应影响外，局地气流型式也能起重要的作用。这点在普盖特海峡盆地中特别地显著，在那儿地形能促使气流形成管道。

图9—21给出了从太平洋海岸到内陆100km通道上，四种类型雨带的降水量的纯结果。在这个通道间，暖区雨带的贡献明显地减小，而锋后雨带的贡献显著的增加。窄冷锋雨带的贡献在内陆有某些减小，而宽冷锋雨带则增加。

彭安仁、李军译自 J. Atmos. Sci. 1983, Vol. 40,
No. 8, P1930—1949，汪厚基校

X 锢囚锋附近的波状雨带

PENG—YUN WANG, PETER V · HOBBS

摘　要

本文描述了一次锢囚系统中波状雨带的动力和微物理结构。波状雨带位于高空冷锋后的位势不稳定区。雨带宽3—5公里，长约80公里，间隔5—10公里，雨带方向与其上部风向一致。雨带内外的温度起伏呈波状型式，雨带内比雨带外高出1—2℃。垂直气流速度也有起伏，在雨带顶部为1米/秒的上升气流，雨带外为1米/秒的下沉气流；在雨带下部垂直气流的起伏值约为上部的一半，也不象上部那样有规律。雨带附近的辐合（辐散）区和气流也呈波状型式，在下层具有较强的辐合。在雨带顶部液态含水量为0.4—1.0克/米^3，降水粒子总浓度4—8个/升，冰晶浓度约10—60个/升，这三个量都随高度降低而减小。冰晶和雨滴的大小

遵循指数分布规律。边界层中被潜热释放加强了的水平滚轴状涡旋是这种类型波状雨带形成的一种可能机制。

一、引言

在华盛顿大学的温带气旋雨系计划（CYCLES）中提出了六种中尺度 雨带（见Hobbs，1978；Matejka等，1980），其中波状雨带的周期性结构最明显。

波状雨带能在中纬度气旋中锋面的各个部位产生，其可能的形成机制也不一样。例如，第一种类型的波状雨带(图10—1中A)经常出现在与冷锋相联系的宽冷锋雨带之中或其附近。Houze等（1976），Parsons和Hobbs（1983），Wang等（1983）讨论过这种波状雨带，雨带的方向与天气尺度的冷锋和宽冷锋雨带垂直。雨带的范围约50—200公里[2]，间隔10—15公里，顶高约3—5公里。Wang等（1983）认为，这种雨带可能起因于冷锋区中的切变不稳定。

第二种波状雨带（图10—1中B）出现在暖锋附近。Herzegh和Hobbs（1980）作了这样一个个例分析。雨带宽约8公里，间隔约12公里，方向与地面暖锋平行。他们认为这种波状雨带的形成与高空发生胞有关。

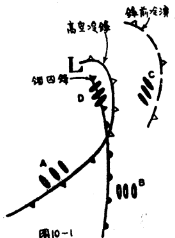


图10—1 温带气旋中四种类型波状雨带 的位置示意图。

Hobbs等（1976）描述了另一种波状雨带。它们位于暖性锢囚系统中高空冷锋的后面，雨带宽约17公里，方向与风向成一定角度。Matejka等（1980）也作了一个类似的个例分析，但其位置在暖锋上面较强的锋前冷涌后面的位势不稳定区（图10—1中C），在这个个例中波状雨带的方向与环境风向接近垂直。Matejka等（1980）认为，这种波状雨带可能与冷空气在暖锋上面流过时不稳定位能的释放有关。

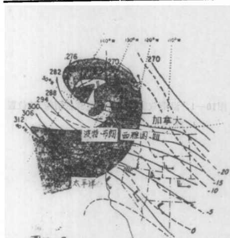
在本文中，我们将讨论出现在高空冷锋后面、地面锢囚锋附近的不稳定冷气团中的波状雨带（图10—1中D），雨带的方向与其上层的风向一致。

二、观测设备

本文讨论中要用到的在1982年CYCLES计划中使用的观测设备有：国家海洋大气局(NOAA）的P—3飞机，国家大气研究中心（NCAR)的波长5.45公分的多普勒雷达CP—4，华盛顿大学(UW)的波长8.5mm的垂直指向多普勒雷达TPQ—11，探空系统以及提供温、压、风和降水的高分辨率测量的地面站网。上述两部雷达和探空都设在华盛顿海岸边的波特·布朗(Pt.Brown)。

表10—1　　三部雷达的主要参数

	CP—4	TPQ—11	AMQ—3
波长（Cm）	5.45	0.85	3.2
峰值功率（KW）	372	80	60
脉冲重复频率（Hz）	1000	1000	1600
脉冲宽度（μs）	1	0.5	0.5
波束宽度（度）	1.1	0.21	1.35(水平) 1.9(垂直)
提供资料	回波强度和多普勒速度的PPI、RHI、时间—高度剖面彩色显示	回波强度和多普勒速度的时间—高度剖面彩色显示	360°扫描的RHI



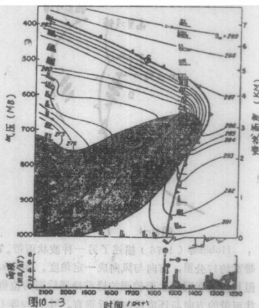
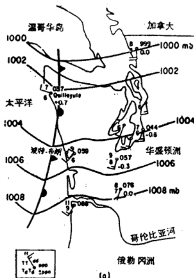
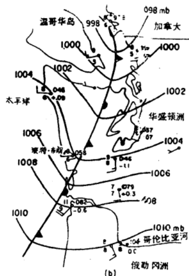
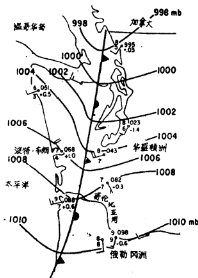


图10—2　1982年1月16日1600PST700mb天气图，图中实线为等高线，以位势什米为单位；虚线为等温线，单位℃。阴影部分代表在卫星可见云图上云的复盖范围。CYCLES的观测网中心.Cp—4雷达和TpQ—11雷达及探空所在地为华盛顿州海岸边的波特·布朗。

图10—3　1982年1月16日波特·布朗探空测得的湿球位温(θw k°)和风的时间—高度剖面图。图中阴影部分代表位势不稳定区($d\theta w/dz<0$)；⊗为Cp—4多普勒雷达观测的反时针方向区的顶部；图的下方给出的是波特·布朗的地面风和雨强；①、②、③分别指示对流性降雨、一条波状雨带和伴随地面锢囚锋的窄雨带对地面降水的贡献。







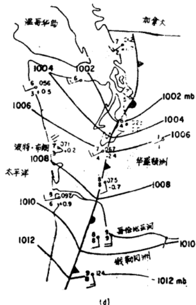


图10—4 (c)

图10—4 1982年1月16日地面天气图。

(a) 1500; (b) 1600; (c) 1700; (d) 1800PST。

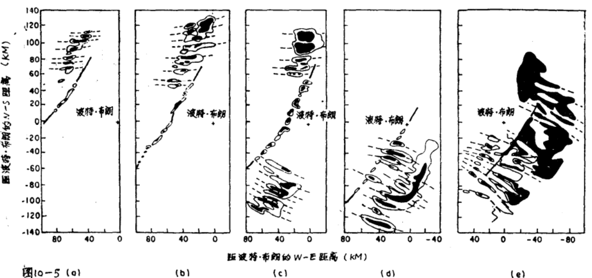


图10—5　1982年1月16日（a）1419：18；（b）1441：52；（c）1504：26；（d）1527：00 PST Cp—4雷达在波特·布朗观测的回波反射率ppI图。天线仰角为（a）、（b）1.1°；（c）、（d）、（e）1.0°。图中实线连接的是伴随地面锢囚锋的窄雨带；虚线是波状雨带的轴线。回波强度涂黑部分为 15dB（z），涂黑部分外为10dB（Z）。

P—3飞机的测量项目包括：水平和垂直风、气温、露点温度、液态含水量以及用PMS系统测量的云、雨滴谱，二维粒子图象。机载阵风探头提供了垂直气流速度、温度、湿度的高分辨率测量。P—3飞机还装备有一部可作定量测量的x波段雷达AMQ—3。三部雷达（CP—4，TPQ—11，AMQ—3）的主要参数列在表1。

三、天气形势

1982年1月16日1600PST（太平洋标准时间，下同），一个锢囚锋系统自西北向东南移过波特·布朗。该系统的地面低压中心位于西雅图西北方1300公里处，中心低压980mb（图10—2）。图中阴影部分为卫星可见光云图上云的复盖区，设在波特·布朗的垂直指向雷达TPQ—11和P—3飞机机载雷达AMQ—3探测到云的细微结构（见本文第四部分）。

图3为用波特·布朗探空和多普勒雷达测量作出的该气旋系统的锋区剖面图。CP—4雷达测量到1100 PST 在3公里高度上为暖平流（顺时针风向）。1330—1430高空冷锋区前沿通过波特·布朗上方时，地面风发生瞬时变化，先由西南偏西风变成南风，然后又变回到西南偏西风，与此同时，地面气压瞬时下降约1mb。图中一束密集的等湿球位温（θ_w）线标志着高空冷锋区中向干、冷空气的过渡。冷锋区位置与用探空和CP—4雷达测得的冷平流（逆时针风向）区一致（图10—3中符号⊗代表雷达的测量）。图3中在低空由θ_w最大值连线定出锢囚锋的位置。1424的探空表明，在800—750mb层为风向顺时针变化的逆温层（见图10—19a），这与在这个高度上的锢囚锋位置一致（图10—3）。当地面锢囚锋过境时，温度和露点稍为下降，气压稳定回升（图10—4）。由SW到W的强的风切变，以及明显的窄雨带也伴随地面锢囚锋而出现。窄雨带回波由一排雨核构成（图10—5），类似于冷锋的情况（Hobbs和Persson，1982）。在锢囚锋区的后面是一大片位势不稳定区（$\frac{d\theta_w}{dz}<0$，见图3）。

图10—6（因底图不清楚故略）给出的是TPQ—11雷达测得的回波时间——高度显示图可见，云的范围从冷锋区向上一直扩展到9公里高度。在低空，伴随锢囚锋的云和降水呈现对流特征。

图10—7（因底图不清楚故略）给出的是AMQ—3雷达在1543:52测得的RHI回波图象。当时P—3飞机位于波特·布朗西南方约30公里处，高度海拔1.82公里。同样可以看出和冷锋相联系的高层云以及和低层锢囚锋联系的云和降水。

四、雷达观测到的波状雨带

1、位置、结构和运动

CP—4雷达最初在1345观测到波状雨带，当时波状雨带在波特·布朗西北方130公里处、在伴随地面锢囚锋的窄雨带后面，以24米/秒的速度从249°的方向移来（图10—5a—10—5C）。开始，雨带的方向与锋面成约60°的夹角，继而雨带方向渐逐改变，到达华盛顿海岸时，与锋面成90°的夹角，与2公里高度上的平均风向接近一致。

当窄雨带移近海岸时，在波特·布朗南边观测到另一组波状雨带（图10—5C）。这组雨带开始时位于锋面之前，移速28米/秒，移向248°(移向定义与风向同)，(图10—5C)。从图10—5d和图10—5e可见，每一条波状雨带由长约10—40公里、宽3—5公里的几段构成。雨带全长约80公里，间隔5—10公里。

本文将着重讨论上面谈到的第二组波状雨带，因为对这一组雨带的测量比第一组的测量

资料更完整一些。

2、通过波状雨带的垂直剖面

（1）、雷达反射率

图10—8给出雷达反射率在从波特·布朗起朝向192°方向，即垂直于第二组波状雨带方向的垂直剖面。这个剖面是由CP—4雷达在1541——1547期间，在0—15°的仰角范围内观测的11次圆锥扫描资料拼成的。对各次扫描得到的反射率都按雨带的运动订正到同一时刻（1541）的位置。图10—8清楚地显示出雨带的波状特征，回波顶高2—3公里。



图10—8　1982年1月16日1541PSTCp—4雷达观测的回波反射率在垂直于波状雨带方向（从波特·布朗朝向192°方向）的垂直剖面图，单位dB（Z）。

1551P—3飞机位于波特·布朗西南方约70公里处（见图10—13），高度海拔1.82公里，朝向西方飞行。这时飞机飞行方向差不多与波状雨带平行，因而AMQ—3雷达的RHI扫描恰好提供了穿过雨带的剖面图（图10—9，因底图不清楚故略），这个剖面图也清楚地呈现了雨带的波状特征，由此得到的雨带宽度、间隔和回波顶与CP—4雷达观测的一致。

（2）、气流运动

利用和图10—8回波反射率相同时间和仰角的扫描观测得到的多普勒速度，可以求出垂直于波状雨带剖面上的辐散、垂直气流速度和气流轨迹。在计算这些量时，多普勒速度

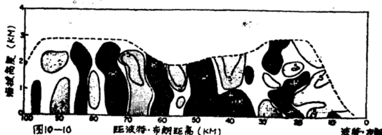


图10—10　1982年1月16日1541PST在垂直波状雨带方向的水平辐散场（$\partial u/\partial x$）的垂直剖面图。单位10^{-4}秒$^{-1}$，正值为辐散，负值为辐合。图中深、浅阴影部分分别为辐合和辐散超过1.0×10^{-4}秒$^{-1}$的区域。

取的是水平范围1.4公里内的平均值。同样也作了雨带运动的订正，将订正后的速度场画等值线，按水平格点距2.8公里、垂直格点距0.3公里划分网格，读出格点上水平速度值，求出在垂直剖面上的水平辐散。假定在平行于波状雨带方向上的辐散可以忽略，利用质量连续方程通过数值积分方法算出垂直气流速度，在作积分计算时假定在地面上垂直速度 $W=0$。从水平风速中减去波状雨带在x方向上的速度分量（$C=15.7$米/秒），和垂直气流速度W作矢量合成，得到相对于波状雨带运动的气流场。

图10—10是算出的辐散/辐合场。可见，辐散与辐合区交错排列，多数辐合最大值集中在1——2公里高度范围内，这正是锢囚锋后的位势不稳定层（图10—3）。但在1公里高度以下也有二个强辐合区，最大辐合值为1×10^{-3}秒$^{-1}$。

图10—11和图10—12分别为计算的垂直气流速度和相对波状雨带运动的气流。在垂直气流速度图上上升和下沉速度区交替出现。在相对气流图上，在波状雨带回波前面和前沿，气流为朝向西南的上升气流，在回波的后部为下沉气流。

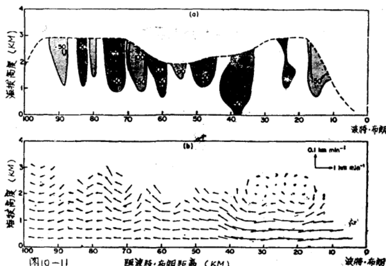


图10—11　1982年1月16日1541PST，垂直波状雨带方向上的垂直剖面图。（a）、垂直速度（厘米/秒），正值为上升速度，负值为下沉速度，阴影部分代表上升（或下沉）速度≥30cm/s;（b）相对于波状雨带运动的气流，箭头长度代表5分钟的位移。

3、TPQ—11雷达测量的回波反射率时间——高度剖面图

图10—6给出的是TPQ—11雷达在2.5小时内测得的波状雨带雷达反射率的时间——高度剖面，图12则是按TPQ—11测量的雷达反射率数字化资料作出的更细致的剖面图（时间范围为1小时）。从图10—6和图10—12都可以看出，第一条波状雨带于1515通过波特·布朗。在这之前，无组织的对流云通过波特·布朗。无组织的对流云和波状雨带都和位势不稳定有关。在1535到1550这段时间内的无回波区可能对应于图10—5所示二组波状雨带间的空隙。

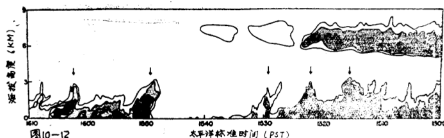


图10—12 TPQ—11雷达在波特·布朗测得的回波反射率时间—高度剖面图。四种不同深浅的颜色代表不同的回波强度（越黑，回波强度越强）。箭头指示波状雨带。

1515到1517通过波特·布朗的波状雨带（图10—12）造成了地面上3毫米/小时的降水强度（图10—3中的②峰值），其它波状雨带没有在波特·布朗产生显著的地面降水。

五、波状雨带的微物理结构

P—3飞机在1.82公里和2.43公里两个高度上垂直穿过波状雨带进行了观测（图10—13）。在2.43公里高度的飞行差不多在雨带的顶部。以下介绍飞机测量到的云的微物理特征。

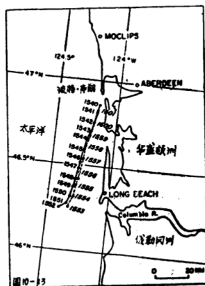


图10—13 P—3飞机穿过波状雨带飞行的路径图。四位数字表示时间（小时、分钟）；从1553—1601飞机高度为1.82公里；从1553—1601飞机高度为2.43公里。

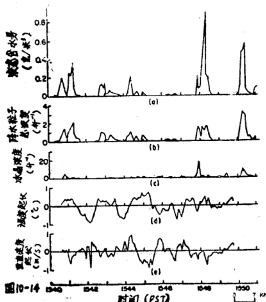


图10—14 飞机在1.82公里高度上测得的液态含水量、降水粒子（D≥0.2mm）总浓度、冰晶浓度（D≥0.05mm）、温度和垂直速度起伏。

1、液态含水量，降水粒子总浓度和冰晶浓度

P—3飞机装备有二个PMS二维探头，测量粒子大小的范围分别为0.2—6.2mm和0.05—1.55mm。二维资料是用计算机程序分析的，根据粒子阴影的相当圆直径（即具有相同面积的圆直径）来描述粒子的大小。此外，程序按照一系列几何形状的测定来区分冰晶和水滴。只有那些形状和程序规定的完全一致的粒子才被判定为冰晶粒子，其它粒子一律都算作"水滴"。

图10—14和10—15（a—c）是飞机在这二个高度上测到的液态含水量（LWC）、降水粒子（直径≥0.2mm）总浓度和冰晶（直径≥0.05mm）浓度。由这些参数的起伏可以判断，飞机在每个高度上都穿过了5—6个波状雨带。在2.43公里高度上，温度约－3℃，LWC峰值较高（0.4—1克/米³），降水粒子总浓度为4—8个/升，冰晶粒子浓度10—60个/升。值得注意的是，愈往北面，雨带中冰晶浓度愈高（即冰晶浓度随着雨带"年龄"的增加而增加，因为雨带是自南向北移动和发展的）。

在1.82公里高度，温度为0℃左右，冰晶开始融化，其浓度＜10个/升，降水粒子总浓度—3个/升，LWC一般＜0.6克/米³。雨带中的降水随高度降低而减少。

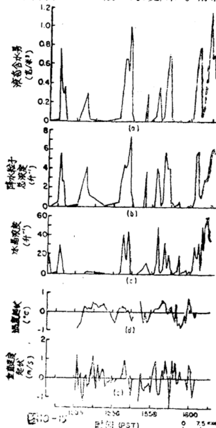


图10—15　同图10—14，飞机高度2.43公里。

2、温度和垂直速度的起伏

图10—14和10—15中d和e给出的是飞机在二个高度上用阵风探头测得的高分辨率温度和垂直速度起伏。在波状雨带顶部（2.43 公里）云内、外温度起伏为±0.5℃，垂直速度±1米/秒。在这个高度上，云内温度比云外高，云内气流一般为上升运动。在较下面一层（高度1.82公里），温度起伏±1℃，垂直速度±0.5米/秒。同样，雨带内温度比雨带外高，但垂直运动情况却没有显著差别。

在解释云和雨内温度测量时要格外谨慎，因为感应元件受潮可能产生约1℃的降温。

3、冰晶形状

用P—3飞机上的PMS二维粒子图象探头测到波状雨带云中冰晶的形状。观测到的冰晶有霰、针状及其淞附物。淞附发生在冰晶浓度超过10个/升时，因此，在波状雨带顶部淞附经常发生，在1.82公里高度上只在个别波状雨带中观测到淞附粒子。

4.粒子大小谱分布

PMS资料提供了云中冰晶和水滴大小谱分布。只在粒子浓度超过30个/升时才统计它们的谱分布，从图10—14c和10—15c可见，只有在2.43公里高度上冰晶浓度才超过这个数值。总共计算了9个冰晶谱以及与之有关的水滴谱。除个别大淞附粒子外，所有这些谱都很好地符合Marshall—Palmer指数分布规律，其形式为：

$$N(D) = N_oE^{-\lambda D}$$

其中N(D)dD为单位体积内直径D至D+dD范围内粒子数，N_0、λ为常数。图10—16是一个粒子谱的例子。图10—17为9个冰晶谱的平均情况，N_0和λ的数值分别为$4.58\times10^8m^{-4}$和$8.8mm^{-1}$。

水滴（直径≥0.2mm）的谱分布也很接近指数分布。9个水滴谱的平均值绘在图10—18，N_0和λ值分别为$1.40\times10^7m^{-4}$和$3.27mm^{-1}$。

表2列出了这9个冰晶和水滴谱用指数分布律拟合的参数值。

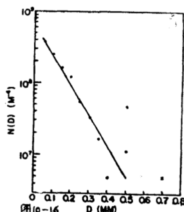
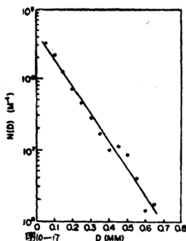


图10—16 1982年1月16日1600：36pST飞机观测的波状雨带云顶冰晶(D≥0.05mm)浓度谱.图中圆点为实测值,x为淞附物;直线是按指数分布率用最小二乘方法拟合的。



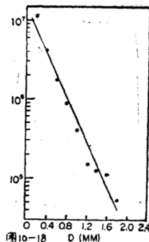


图10—17　在波状雨带云顶部测得的9个冰晶谱平均值，其中直线为用最小二乘方法按指数分布率拟合的直线。

图10—18　在波状雨带云顶部测得的9个水滴（D≥0.2mm）谱的平均值，其中直线为用最小二乘方法按指数分布率拟合的直线。

表10—2　在波状雨带云的顶部测量的冰晶和水滴谱用指数分布率拟合的最佳参数

时　间	冰晶（D≈0.05－1.55mm）			水滴（D≈0.2－6.2mm）		
（PST）	N_0（m^{-4}）	λ（mm^{-1}）	r	N_0（m^{-4}）	λ（mm^{-1}）	r
1553:06	2.18×10^{8}	6.4	－0.96	1.85×10^{7}	3.7	－0.93
1556:31	4.96×10^{8}	10.0	－0.98	2.30×10^{7}	3.5	－0.96
1556:46	3.60×10^{8}	7.4	－0.96	1.65×10^{7}	2.7	－0.94
1558:16	3.18×10^{8}	8.3	－0.84	1.30×10^{7}	3.3	－0.95
1558:36	1.84×10^{8}	5.5	－0.93	2.10×10^{7}	3.7	－0.90
1600:25	1.90×10^{8}	6.1	－0.90	3.50×10^{6}	2.6	－0.95
1600:36	6.10×10^{8}	9.6	－0.95	5.50×10^{6}	3.3	－0.94
1600:46	8.64×10^{8}	11.2	－0.96	9.00×10^{6}	3.2	－0.97
1600:51	5.48×10^{8}	8.3	－0.92	1.25×10^{7}	3.3	－0.83
平　均	4.58×10^{8}	8.8	－0.99	1.40×10^{7}	3.27	－0.98

六、D型波状雨带形成的一种可能机制

在冷锋附近的波状雨带，方向差不多与冷锋垂直，因而与锋区中水平风的垂直切变相垂直。这些波状雨带从冷锋区顶部向上发展，直到锋区附近雷达回波顶部。波状雨带所在气层的底部一般为层结稳定区，雨带形成的可能机制是锋区中的切变不稳定（Parsons和Hobbs，1983；Wang等，1983）。

本文所讨论的波状雨带（图10—1中D）位于冷锋区后面。高空冷锋所在的高度为海拔4—5公里，而波状雨带顶部只达到3公里（图10—12）。此外，从图10—11可见，伴随波状雨带的抬升来自2公里高度以下的气层。因此，我们以前讨论过的A型波状雨带的形成机制不适用于本文讨论的波状雨带。

本文以及Matejka等（1980）讨论的波状雨带和不稳定位能释放形成的对流活动有关。形成和维持这些波状雨带的可能机制有：边界层中水平滚轴状对流（Faller和Kaylor，1966；Lilly，1966；Brown，1972，1980；LeMone，1973），对称不稳定（如Emanuel，1979），平行不稳定（如Lilly，1966）以及波和第二类条件不稳定相互作用理论（如，Lindzen，1974；Raymond，1975）等。讨论上述各种机制和波状雨带形成的关系已超出本文的范围。在这里我们只简单地讨论第一种机制。

由于波状雨带位于一个浅薄气层内，其顶部高度为2—3公里，雨带的方向与雨带顶部下方的平均气流接近一致，因而边界层中的水平滚轴状涡旋是形成这种雨带的一种十分可能的机制。埃克曼（Ekman）层的动力反曲点不稳定和一定的热力层结相配合，经常导致边界层中浅水平滚轴状对流（见Brown，1980）。当非粘性大气中存在反曲点不稳定时，穿过边界层的正的动量通量有助于波扰动的增长，波的方向和波长则决定于风切变型式以及静力不稳定度。在只有风向切变时，波的方向与平均气流平行；在只有速度切变时，波的方向与平均气流垂直；在既有风向又有风速切变时，波的方向可能依层结情况而不同。当中性层结时，波的方向与气流成锐角，当里查森数变成负值，波的方向逐渐接近于平均气流的方向。在稳定层结时，波的方向与平均气流成钝角，当反曲点处里查森数等于0.25时，波不再存在。波长λ与边界层厚度H的纵横比 $A=\lambda/H$，在中性层结时为2，在波峰与平均气流接近平行时为2—5。

在本文讨论的个例中，边界层中具有风向和风速的混合切变（见图10—3中1424探空），边界层上面是一个逆温层，逆温层底在1.4—2.0公里（850—770mb，见图10—19），边界层层结为不稳定或中性。前面已经提到，波状雨带方向和边界层中上层平均气流方向平行。因为波的间隔为5—10公里，因而其纵横比（λ/H）为2.5—7，这与大气中其它一些由水平滚轴状涡旋引起的波动现象一致（例，Brown，1980；Kelly，1982）。但是，适用于水平滚轴的反曲点不稳定理论指出，波的相速度（即垂直于其轴线方向的速度）应等于在反曲点处环境风在垂直于雨带方向上的分量。图10—20给出了风在波状雨带平行（u）和垂直（v）方向上的分量。曲线v看上去与Brown(1974，图10—9.2)预报的含有相干涡旋的气流相似，但是，在反曲点附近v的数值约6米/秒，而观测的波状雨带在垂直其轴线方向的速度是16±3米/秒。

下面的设想可能使观测的波状雨带的运动十分接近反曲点不稳定理论。即设想波状雨带由于某种原因受锋面运动的拖带，因而锋面的速度被迭加到雨带速度上了。这样，就应该从雨带的速度（16±3米/秒）中减去锋面在垂直雨带方向上的速度（～10米/秒），这样就得到6±3米/秒的速度，和v在反曲点的数值相一致。

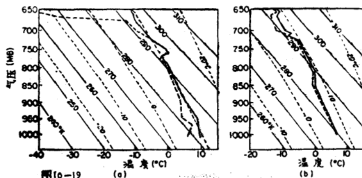


图10—19 （a）1982年1月16日1424PST波特·布朗探空曲线。（b）1982年1月16日1600pST Quillayute探空曲线。

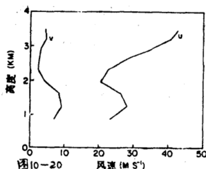


图10—20 1982年1月16日波特·布朗探空测得的在垂直（v）和平行（u）于波状雨带轴线的风速的分量。

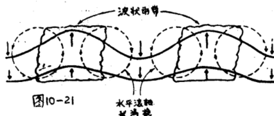


图10—21 波状雨带和气流型式关系示意图。

图10—21是波状雨带内空气运动的示意图，反映了我们的观测和水平滚轴状涡旋假定。图中虚线代表水平滚轴状涡旋，这些涡旋产生了空气的波状运动（图中用粗箭头和波动线表示）。由于我们观测到的空气运动在雨带内为上升气流，在雨带之间为下沉气流（见图10—15），我们就把雨带画到了波峰处。

雨带上部凝结释放的潜热可能增加向上的垂直气流速度，而在雨带下部冰晶融解和降水蒸发产生的冷却可能增加下沉运动。这二个过程可能造成雨带上部垂直速度比下部更有规律，云内外起伏也较大。

图10—19给出的探空资料表明，在700mb（～3公里）以下波状雨带附近，对饱和空气而言层结为中性或不稳定。事实上在700mb以下整层空气几乎都是饱和的。加之这一层是位势不稳定的，所以由适当的抬升就可能使得中性层结变成条件不稳定。从图10—10我们已经看到，辐合区集中在1—2公里高度，在1公里以下有二个强辐合区。因此，触发对流、释放潜热，并进一步加强伴随水平滚轴状涡旋的上升运动是可能的。

七、结论

1982年1月16日一个锢囚系统通过华盛顿州太平洋海岸上方，本文给出了发生在这个锢囚系统中的波状雨带的动力和微物理结构的详细测量结果。波状雨带位于高空锢囚锋后面的位势不稳定区中接近地面锢囚锋处。雨带顶高2—3公里，宽3—5公里，长约80公里，间隔5—10公里。每条雨带由不连续的几段组成，每段长10—40公里。雨带回波强度<25dB(z)。雨带以24—28米/秒的速度向东北方移动。最强的波状雨带在地面产生的雨强为3mm/小时。雨带方向与其上部风向一致。

在波状雨带范围内辐合/辐散以及气流型式交错排列。虽然在1公里以下有二个强的辐合区（1×10^{-3}秒$^{-1}$），但多数强辐合区在1—2公里高度上。雨带内、外温度起伏为：在云内比云外高出1—2℃。垂直速度也表现出波状起伏，在上部，雨带内为上升速度，雨带之间为下沉速度，净差约2米/秒；在雨带下部，上升和下沉垂直速度净差约1米/秒，和雨带位置的配合不象上部那样有规律。

液态含水量一般地在波状雨带顶部最大，达0.4—1.0克/米^3。降水粒子（D≥0.2 mm）总浓度为4—8个/升，冰晶（D≥0.05mm）浓度为10—60个/升。从雨带顶部向下1公里处，液态含水量、降水粒子总浓度和冰晶浓度分别为<0.6克/米^3，1—3个/升和<10个/升。观测到雨带中的冰晶有霰、针状及其淞附物。降水元大小的水滴（D≥0.2mm）和冰晶（D≥0.05mm）谱遵循指数分布律。

波状雨带和不稳定位能释放形成的对流有关。其可能的动力形成机制有几种，我们只讨论了其中一种，即边界层中水平滚轴状涡旋和潜热释放的加强作用。

王鹏云译自J.Atmos.sci.1983,Vol.40,No.8,P1950—1964,汪厚基校

XI 雨带观测和理论方面的比较

DAVID B·PARSONS,PETER V·HOBBS

摘　要

我们对温带气旋中所观测到的几种类型雨带特征和有关中尺度的动力机制做了比较。在冷锋前和冷锋区上方，当条件对称不稳定时，向上的暖区气流是不稳定的，对于暖区和宽冷锋雨带来说，这种机制的理论预言是一样的。对于暖区雨带的情况，其它机制（例如CISK波和动力/对流混合不稳定）也可能起着作用。

窄冷锋雨带的中心结构似乎受不稳定性之影响，即穿过地面锋水平切变的能量不稳定的影响。而且，窄冷锋雨带的许多方面类似密度流。切变引起的重力波好象是造成在冷锋区高处附近所观测到的类波状雨带的原因。

锋后雨带的列向说明平均气流的能量影响着它们的形成机制。在存在水平温度梯度和垂

直切变情况下的对流，既可通过CISK波又可通过动力/对流混合不稳定来解释锋后雨带 的存在。由于锋后雨带常沿着热(量)梯度排列，对称不稳定也能在它们的形成中起到作用。具有浮力的垂直运动，在相对不变的条件下能解释恰好藏在冷锋后观测到的六边形对流单体。

一、前言

现在，我们确认温带气旋的暴雨区常以中尺度雨带形式组成。在一系 列先 前的 文章中(Hobbs等人1980；Herzegh和Hobbs，1980，1981；Houze等人，1981；Hobbs 和Persson 1982；Wang等人1983； Parsons和Hobbs， 1983，a，b； Rutledge和Hobbs，1983)已经描述了这些雨带的各 个方面，本文我们验证了一些解释云和降水中尺度形式的引起和/或维持的理论，这是通过把这些理论和来自华盛顿大学"CYCLES"计划的观测与测量方面进行比较而得到的。尽管我们将引用发表在过去论著中的"CYCLES"观测结果，但作为特例，我们还将各种理论机制 与几个雨带类型的观测相比较，这些观测是在一个特殊的温带气旋中进行的。

本文第三部分的理论与观测间的比较包括两方面。第一，是现实大气的情况与理论模式的假设或先决条件的比较；第二，是雨带的观测特征与由理论导出的特性的比较。然而，我们是从简洁的雨带描述开始，各种相应的理论依次被进行检验。

二、观测基础

1、天气形势

为这篇文章提供观测依据的雨带是与1976年12月6日生成在北太平洋相当年轻的气 旋 有联系的。这个气旋的暖区和冷锋通过华盛顿海岸的"CYCLES"观测站网上空。这个气旋 的冷锋过境是剧烈的并可在华盛顿海岸的 Pt. Brown 地区于12月 8 日 PST 0714 时间清楚地看到。

由Pt. Brown发布的一系列探空资料所作出的湿球位温和水平风的垂直剖面图，在图11—1中给出。它所揭示的天气形势的几个方面对理解雨带是重要的。在这个系统中有四个 独 立的位势不稳定区(见图11—1)。后面，我们将要看到这些区域对产生降水是有影 响 的。当锋面接近时，风速增大，而且在接近锋面处，低空急流(近950mb)是明显的。表现在 图11—1中就是在锋区和锋后低空西风带中随高度的增加风向逆转。

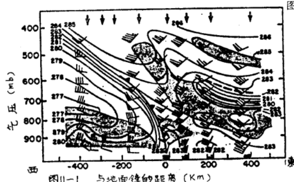


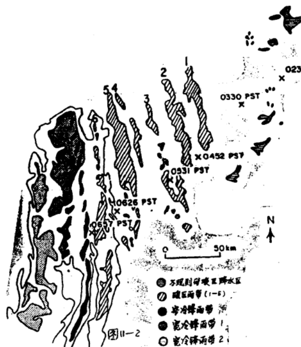
图11—1 1976年12月8日气旋经过Pt. Brown上空时的湿球位温〔实线(单位为K)〕和水平风(旗、羽毛状和半羽毛状 分 别 表 示25、5和2.5m/s的风速)的垂直剖面 图。虚线表示逆温层顶，阴影区表示位势不稳定区$\left(\frac{d\theta_w}{dz}<0\right)$。剖面图顶部的箭头表示从Pt. Brown释放无线电探空测风仪的次数。

2、降水的中尺度组织

当上述气旋的一部分移过"CYCLES"测站网上空时，就能观测到各种 中 尺 度 雨 带。

(这以后涉及到的是12月8日个例)使用Houze等人(1976),Hobbs(1978),和Matejka等人(1980),提出的雨带分类法,暖区雨带、窄冷锋雨带、宽冷锋雨带、类波状雨带和锋后雨带都可被观测到(图11—2)。另外,在锋后雨带通过以后,云的类型是(开放)六边形单体。

现在,我们将描述在第三部分所需要涉及到的这些中尺度系统的若干方面,在那里我们把理论模式和观测相比较。这些方面包括了雨带的方位、间隔和运动,临界层或"引导高度"的存在及与雨带联系的气流,还有现存系统的产生或雨带消散时的迹象。



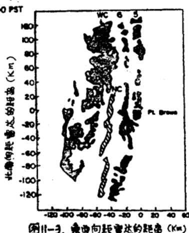


图11—2 当雨带接近华盛顿海岸时,PPI显示的雨带的雷达反射率时间序列组合图。叉号表示1976年12月8日不同时刻CP—3雷达相对于雨带的位置,外廓线是19dB(Z)雷达反射率等值线,内廓线包括反射率大于29dB(Z)的回波。根据Parsons和Hobbs(1982a)的结果改编。

图11—3 1976年12月8日0623PST时观测到的一个雷达PPI显示图(仰角0°),廓线强度为30dB(z),黑色区为暖区雨带,条状区是窄冷锋雨带(NC),点状区是宽冷锋雨带(WC)。注意窄冷锋雨带次结构与暖区雨带6之间的相似处。

（1）、暖区雨带

在12月8日的个例中观测到6个暖区雨带（见图11—2）。这些雨带间的平均间隔是23±3km，而与它们相联系的雷达回波伸展到5.5km的最大高度。图11—2中标号为6的暖区雨带形成在地面冷锋前沿附近（Parsons和Hobbs 1983a）。在这个位置形成的暖区雨带Hobbs等人（1980）先前已经注意到了。

12月8日个例中的暖区雨带恰好是处于稳定状态，例如：雨带6维持着一个水平范围和一个类似于其发源处附近、持续时间近1.5小时的锋面降水的方位，经过这段时间，它已移到内陆。当这个雨带移到华盛顿海岸时，雷达显示在图11—3中给出。虽然其它暖区雨带在它们的形成阶段没有被观测到，但也具有近似平行于地面冷锋雨带的排列。对于暖区雨带的这种排列，先前也由Houze等人（1976），Hobbs（1978），Hobbs等人（1980）和Matejka等人（1980）注意到了。在12月8日观测到的暖区雨带中，其N—S排列与水平风垂直切变（以后简称垂直切变）的方位之间没有明显的相互关系。它们在图11—4中给出。

暖区雨带沿着与其长轴正交方向向东的移动速度是～16.5±3ms⁻¹。通过同时跟踪位于暖区雨带中的最小降水区和雨带的南北边界，我们发现这些雨带中单体的净速度是向NE～

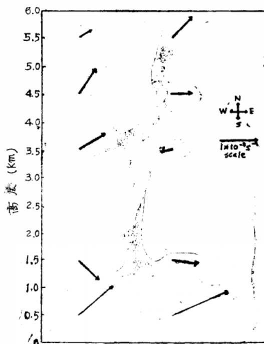


图11—4　1978年12月8日从Pt、Brown两次发射的无线电探空测风仪实测的水平风垂直切变取向和数值。矢量是由1km深的垂直层的顶部和底部测得的风资料计算的。

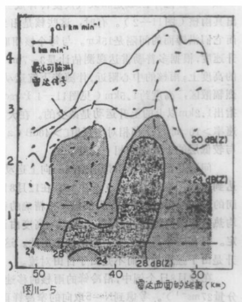


图11—5　对应于暖区雨带6的气流的垂直剖面图。箭头表示空气3分钟的相对位移，右上角标有水平和垂直速度比例尺。图中也显示了雷达反射率，较大的反射率用阴影表示。

$23ms^{-1}$。暖区雨带的引导高度可以从它们前沿（时间：PST0518）和后沿（PST0650）附近发射的无线电探空资料来估计。使用0518PST的探空，我们发现雨带的速度等于在3.5km高度的西风分量；使用0650PST探空，可能的引导高度位于1.2和4.4km。雨带中单体的净速度在1.7～4.4km这一层是风向10°，风速$6ms^{-1}$（在0518PST），在1.2～5.2km这一层，风向3°，风速$8ms^{-1}$（在0605PST）。

位势不稳定层位于暖区雨带附近地面以上1km处。当冷锋靠近时，这个位势不稳定层变厚，并且向近地面延伸。考虑到这些变化，最接近地面冷锋的暖区雨带6是最剧烈的，具有的最大降水速率是～10mm/h。

在图11—5中给出了相对于雨带6水平运动的气流图形。这是通过对辐合—辐散场的积分和使用二维连续方程而获得的。1km以下的气流正在通过雨带向地面锋迅速运动。该层的垂直运动是相当小的（$<0.5ms^{-1}$），1.5km以上的与雨带有关的水平流动更小，在有些地方气流离开锋面运动，该层中存在对流运动（$>1ms^{-1}$）。

(2)、窄冷锋雨带

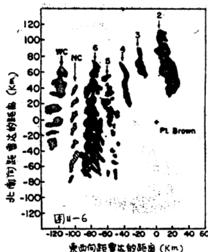
最近的研究（如Hobbs，1978；James和Browning，1979；Hobbs，et al 1980，Hobbs和Persson 1982）已表明窄冷锋雨带中的暴雨是在一个椭圆形的区域中（称为"雨核"或简称为"核"），这个区域是和天气尺度冷锋成一定角度的。12月8日个例中的窄冷锋雨带可以看出其雨核（图11—2）。有时，这些核是相当规则的(图11—6)。核之间的正交间隔是$4km^2$，而它们沿锋面的间隔是15km。与每个核相联系的高反射区的高度伸展到约3km。核的最大上升速度，根据多普勒雷达观测估计是$3～7ms^{-1}$，并且它们出现在最强烈降水区前西的1.0～1.7的高度上；雨核的中心附近，伴随着下沉运动。多普勒雷达也显示出在上升运动以上的一个剧烈辐散区，高度约1.5km（见图11—4 Parsons和Hobbs，1983a）。垂直指向多普勒雷达观测指出1.2km以上的上升运动是减少的。在大降水速率（2分钟维持的速率$>55mmh^{-1}$和最大速率$>10cmh^{-1}$）和相对高反射〔>40dB（z）〕中，核的对流特点得以反映。核的浅层特性是与较低层的上升运动相一致的。

问题是在窄冷锋雨带中空气的向上运动速度是由于自由对流还是由于强迫抬升（速度达到$14ms^{-1}$在12月8日）产生的。在12月8日个例中冷锋前约25分钟探测定位和无线电探空间的1小时时间间隔允许我们做一个精确的稳定性分析，由于利用了地面到500m这一层的平均热量和湿度特性，发现直到1.7km高度由该层抬升的气块是接近中性的，或许稍稍有些不稳定。但在这个高度之上，会增加稳定性。这个结果以及其它研究都得出：地面冷锋空气的上升是由于强迫抬升而不是由于自由对流。

在12月8日个例中，沿冷锋的雨核的移速是$～17ms^{-1}$（明显地小于平行于冷锋的低空急流分量$27ms^{-1}$）。考虑到N—S取向的窄冷锋雨带向东的运动，核的净速度约为NE向$～24ms^{-1}$。类似的运动由Hobbs等人（1980）和Hobbs以及Persson（1982）在对雨核研究时提出。

12月8日冷锋过境时5分钟内气压增加约1mb，这个速率与锋面速度（$17ms^{-1}$）以及对地面锋附近密度的估计一起导致了$～1400ms^{-1}$的地转风的生成。这表明，地面锋附近几公里尺度内，旋转的影响是可以忽略的。正象所期望的迅速的气压增加与地面锋有联系，在这个风场中也存在迅速变化（象在图11—7中给出的）。

Hobbs和Persson（1982）调查了与冷锋有关的风向转变区的垂直风廓线。他们的结果指



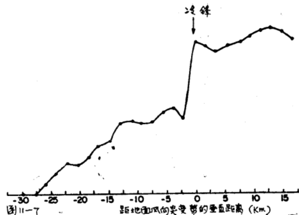
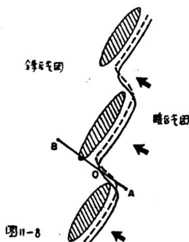


图11—6　1976年12月 8 日0532PST时从Pt. Brown取得的雷达PPI显示图（仰角0.8°）回波廓线的强度为20dB（Z）。黑色区是暖区雨带（编号为2—6），这次的第一个暖区雨带太靠东，雷达没有观测到。条状区和点状区分别表示窄冷锋雨带（NC）的雨核区和宽冷锋雨带（WC）。

图11—7　平行于冷锋且在冷锋附近的地面风速（高度3m），注意在冷锋前沿风速明显下降，急剧的风向突变正好位于雨核前部。



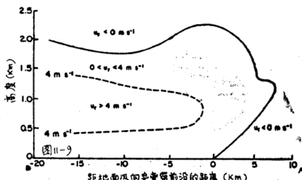


图11—8　根据1976年12月8日个例和Hobbs与Persson(1982)的研究得出的窄冷锋雨带小的中尺度结构的示意图。雨核用阴影线画出。实线表示地面风向突变带的前沿；虚线表示大约1km高度的风向突变带前沿。注意上方雨核间区域内风向突变带向东的突出。箭头表示低层气流相对冷锋的移动方向。

图11—9　沿图11—8中AOB线的一个垂直剖面图。图中标出了相对于0点的地面风向突变带前沿移动的空气的水平速度（u_r）值。（根据多普勒雷达测得）。u_r为正值表示空气以比地面风向突变带更快的移速朝A点移动。

出：风向转变区有一个伸出物进入雨核（图11—8）和与之联系的地面风向转变区后面的局地最大高度之间的空隙。对于12月8日的冷锋，在垂直于雨核的平面上，跟地面风向转变区有关以及观测到的紧靠间隙区的突出区域（即图11—8中AOB线）的水平运动，显示于图11—9。在地面风向转变区表示空气运动的线（ur=0）在图11—9中给出，具有一个类似于由Hobbs和Persson确定的风向转变区的垂直廓线形状。ur的最大值是4ms⁻¹，方向是指向风向转变区后的冷气团中1km的高度上的地面风向转变区。当空气向地面风向转变区运动时1km层ur的值减少了。如果这个辐合没有由平行于中心的气流的辐散平衡，在冷气团中会产生垂直运动。向锋面运动的气流的辐合也会在锋生作用变弱时有贡献。

(3)、宽冷锋雨带

12月8日我们观测到3个相当不明显的宽冷锋雨带。雨带各自间隔30～50km，并且延伸高度达6km以上。雨带的顶端恰好与位势不稳定的浅薄层相重合。

在12月8日的个例中，源于锋面降水后沿附近的宽冷锋雨带，向上起了保护作用。由于雨带的速度分量6ms⁻¹大于地面锋的移速，它们朝地面冷锋逼进。随后，宽冷锋雨带使地面冷锋消失。（Parsons和Hobbs 1983a）。

宽冷锋雨带方向是从N—S方向按顺时针方向转30° 。方位的改变是由于雨带明显的弯曲，这类似于地面冷锋。由于宽冷锋雨带是近似平行于冷锋的，根据热成风关系，它们近似平行于垂直切变取向，这种切变在2至5km（图11—10）间的高度上有一个大的N—S分量。

先前的“CYCLES”研究（Hobbs，1978；Hobbs等人，1980，Matejka等人，1980；Herzegh和Hobbs 1981）表明在锋区上空的抬升是具有宽冷锋雨带相联系之气流的特征的。在12月8日的个例中，锋面逆温层的顶端（～3.2km）风是240°，32ms⁻¹，在雨带顶端（6.5km）正上方的风是222°，42ms⁻¹，这给出了近S—N向在这些层间的垂直切变。

宽冷锋雨带的速度（按S—N向顺转10° 方位测）约是18.6ms⁻¹。相应的“引导高度”（具有类似风速）出现在1.7，3.6和5.7公里高度。宽冷锋雨带中单体的净速度是来自223°±50°方向，引导高度约在5.6km。

(4)、类波状雨带

中纬度气旋中的类波状雨带先前已由Houze等人（1976），Parsons和Hobbs（1983a），Wang等人（1983）和Wang以及Hobbs（1983）讨论过了。

12月8日的若干小类波状雨带在宽冷锋雨带附近存在了近2小时。这些雨带的方向是近似E—W（±20°），即接近正交于2km至5km间的垂直切变（图11—10）。类波状雨带有相当规则的间隔，在0532PST时，平均距离约15km，后来减少到约11km。

这种形式的持续表明了类波状结构中的个别雨带的生命是长的。根据在Pt．Prown记录到的地面降水，显示出这些类波状雨带通过该地区上空，间隔为14分。根据这个周期和它们的观测间隔，类波状雨带速度在垂直于它们长度的方向上为15.5±2.5ms⁻¹。这个速度相当于在3.1km和3.5km之间风速分量，它恰在锋面逆温的上方。

(5)、锋后雨带

在12月8日个例中观测了两个锋后雨带和具有类似于队列且涉及到山志学的若干特征，这里我们仅仅讨论锋后雨带。

位于距地面冷锋约160km处的两条锋后雨带，彼此相距约30km，并且它们位于N—S向

与以N—S顺转30°之间。这就使它们位于平行于冷锋并近似地横穿过锋后气团低层的垂直切变（见图11—10，11—11）

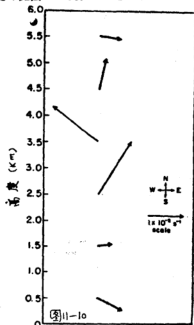


图11—10　与图4内容相同，只是探测时间为0832PST。

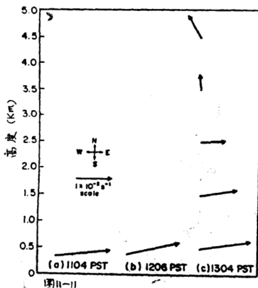


图11—11　与图4内容相同，只是探测时间为（a）1104 PST；（b）；1206PST；（C）1304PST。

由于反映出这样的事实：锋后气团的低层是具有条件不稳定递减率的位势不稳定（见图11—1）。所以，锋后雨带具有对流特性。由探空得到的雨带任一侧的静力稳定度纵剖图，都表明存在一个约1km的自由对流层。尽管两个雨带都具有对流特性和一些较小的中尺度特征，但它们在海洋上出现的这段时期中（1.5小时）仍然近似呈现一种稳定状态。雨带的速度在带的平均取向N—S顺转21°的法线方位上为～17.2ms^{-1}。这个移动相应于0832 PST探空测得的800m高度上的锋后气团的引导高度以及1304 PST探空测得的2.7km高度上的引导高度。在这些雨带中个体的净速度在283°方向上是17.4ms^{-1}，对0832PST探空，在0.5和1.4km之间的速度风向5°，风速3ms^{-1}。用1304 PST探空，个体的净速度是：在0.2和5.0km风向11°，风速是7ms^{-1}。

(6)、开放正六边形单体（open hexagonal cells）

在12月8日的锋后雨带通过以后，雷达上看到一个更加无规则的降水类型(图11—12)。从卫星资料上可以清楚看到与雷达回波相应的常被称为开放正六边形的单体。如(Krishnamurti, 1975a—c）这个六边形单体被交错的25～45km区域清淅地分割。

在某些方面，六边形单体类似于锋后雨带。例如，两者都生成在不稳定的边界层，并都有对流特性。而且，六边形单体顶端（4.5km）雷达回波的最大高度和锋后雨带中最活跃区域的高度相仿。同时，象锋后雨带一样，在自由对流层上方六边形单体具有一个引导高度，

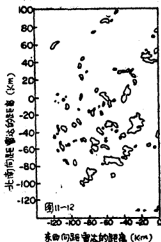


图11—12　1976年12月8日1445PST时得到的雷达PPI图（仰角为0°），廓线强度为15dB（Z）。形状很不规则的降水区对应于开放正六边形单体区。

尽管它比锋后雨带的引导高度稍微高些。锋后雨带垂直切变较大，尤其是锋区的雷达回波顶附近。这表明横穿六边形单体的水平温度梯度小于横穿锋后雨带的水平温度梯度。卫星云图照片显示了这种单体占有了锋后气团大片具有大尺度下沉特征的区域。

三、观测和理论之间的比较

为了给先前各部分所描述的每种中尺度雨带系统的引起和维持的可能物理机制提供资料，现在对各种理论预言和12月8日个例的观测进行比较。对每种情况，我们首先考虑似乎最符合观测结果的机制，接着讨论其它可能机制。

1、暖区雨带

(1)、对称不稳定

当里查逊（Richardson）数或绝对涡度充分小时，大气中可能出现对称不稳定。并且由此而产生中尺度涡旋，(Eliassen, 1962; Ooyama, 1966; Stone, 1966; Lindzen, 1966; Hoskins, 1974; Emanuel, 1979)。

当在N—S向气流中没有潜热释放时，表示扰动的对称不稳定参数（S）被定义为：

$$S = \left(f + \frac{dv}{dx}\right) f^{-1} - \frac{1}{Ri}, \tag{1}$$

其中f是科氏参数，v是平行于扰动的空气速度，x是与扰动正交的距离，而Ri是里查逊数（Emanuel, 1980）。当S是负数时，气流是对称翻转不稳定。12月8日个例中S的导出值（忽略了湿度作用）在图11—13中给出。可以看出主要的不稳定区在冷锋前的暖区，低空急流轴的下方。然而由于在急流下方强的非地转性，对称不稳定理论对这个区域是不可靠的（Raymond, 1978, 见下文）。在约1km以上的区域，存在着与暖区雨带有关的垂直运动，这里S为正值。因此这个区域是对称翻转稳定区。

水汽对于对称不稳定之作用，已由Bennetts和Hoskins（1979）及Emanuel（1980, 1982）考虑到了，它的加入有助于不稳定运动的发展。在假定在湿对称环流中上升和下沉气流具有某种结构的条件下，Emanuel（1980）发现即使S为一个大的正值，凝结的结果也能导致对称

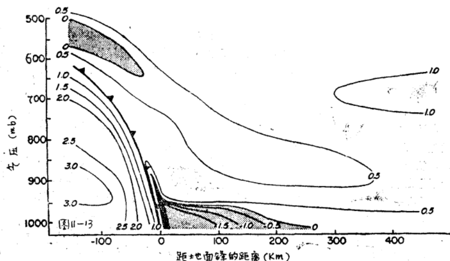


图11—13 通过1976年12月8日冷锋的垂直剖面图。图中标明了对称稳定度参数的数值。这个参数的负值区（阴影部分）表明是对称翻转不稳定区。

不稳定，Bennetts和Hoskins称这种湿对称不稳定为条件对称不稳定。因此，12月8日个例中暖区对于条件对称稳定度而言可能是不稳定的，而对于干翻转过程而言则是稳定的。为了检验这个假设，我们可以计算一个湿稳定度参数，使用方程(1)将里查逊数用订正的里查逊数代替。后者将由湿球位温而不是通常的位温来确定。（Bennetts和Hoskins，1979）。我们计算了从地面到6km整个暖区雨带上方的湿稳定度参数，使用的是太平洋标准时间0518和0650的探空资料。在3km处计算的$\frac{dv}{dx}$项为$-6.9\times10^{-5}s^{-1}$。"中间"探空情况是由PST0518和0650的探空而来的，它被用来计算订正的里查逊数，计算的里查逊数约为0.34，从而导出了湿稳定参数为-2.6，这表明在12月8日个例中暖区对饱和扰动是不稳定的。虽然在暖区雨带中的某些层次是对流不稳定的，会趋向于产生比对称不稳定更迅速的发展速率，但整个雨带对条件对称不稳定而言是不稳定的。

如果条件对称不稳定对12月8日的暖区雨带起了作用，这雨带应该已近似随着不稳定层中的平均风移动了。早在2b部分我们已指出：这个雨带确实随着暖区中的对流层中层风移动了。而且，Emanuel提出的（闭合）环流在通过雨带6（图11—5）的气流中显示出来，从东面进入雨带的空气被抬升到上升气流中反转流向东面，对称稳定参数在接近冷锋前沿有最大负值的事实（见图11—13）可以解释在冷锋前沿暖区雨带的形成，而且，雨带间的间隔（约23km）与根据这种理论预报的值是一致的。

这些比较反映出，对称不稳定在12月8日暖区雨带的形成中已经起到了很好的作用。然而我们注意到一个重要的不稳定性，也就是，这个雨带可能被期望沿着垂直切变排列，而12月8日个例中，在暖区雨带的位置和垂直切变之间却没有明显的相互关系。严格地讲，这个理论指出了沿地转风的垂直切变的一种排列。因为非地转风和中尺度热力特征后面的量是

难以精确确定的。

爱克曼层不稳定类型，称为平行不稳定，已由Lilly（1966）和Kaylor与Faller（1972）进行了研究。为了模拟具有低空急流和初始稳定边界层特征的情况，即类似于暖区的情况，Raymond（1978）后来扩展了这些研究。Raymond的工作可能被考虑是对称不稳定理论对于低空急流轴下方强非地转条件的一种扩充。

象我们所看到的，12月8日暖区中观测到了低空急流（图11—1）。在这些条件下，平行不稳定最可能出现在低空急流层的下方，那儿垂直切变大于根据观测到的温度梯度期望产生的垂直切变，并且那儿的绝对涡度是相当小的。根据这个判据，当里查逊数降到一临界值以下时，就会发生不稳定。12月8日个例中在低空急流下方暖区中的空气早在0332 PST时就处于不稳定状态了。可是，直到大约0500 PST后才观测到雨带。当然，在0500 PST前可能就存在着湍流，但直到低空位势不稳定发展后这些湍流才能足以触发对流运动和降水。平行不稳定理论似乎比适合于深厚的暖区雨带而更适合于浅薄的边界层湍流。

平行不稳定理论似乎不适合于暖区雨带还有另外一个原因。这个理论预示湍流以翻滚形式出现，在12月8日的个例中，湍流随高度强烈地倾斜于NNW方向。这个倾斜产生了位于对流前部半个波长的低层辐合(Raymond, 1978)。12月8日的辐合廓线（见Parsons和Hobbs, 1983a，图11—4）表明副辐合（和辐散）峰由对流位置移动了。可是，实测的通过暖区雨带的气流（图11—5）却没有显示出低空急流（～650m）下方的倾斜类滚状结构。闭合环流却延伸到大约4km处（图11—5）。而且，辐合一辐散模型和雨带通过急流轴下方的区域以气流向上的速度传播。相比之下，平行不稳定理论预示雨带的移动很慢，移动的方向是垂直于切变风分量方向（即12月8日个例中的NNW方向）。这比实测的暖区雨带向东的迅速移动和雨带内单体向东北的移动慢得多。Raymond（1978）观测到在一次飑线个例中观测值和平行不稳定理论预测值之间也有相似的差别。而且，如果平行不稳定对暖区雨带有影响的话，雨带应沿着低层垂直切变的方向排列，这在12月8日的个例中并没观测到。最后，虽然由平行不稳定理论预测确切的波长值是很困难的（Raymond, 1978），但由12月8日资料预算的波长正好比23km的实测值大一个量级。

从以上的讨论我们推断出平行不稳定对12月8日的暖区雨带没有影响。

（2）、重力内波

在用条件对称稳定理论解释12月8日观测到的暖区雨带的若干方面时，其它机制也可能已经对这些雨带起了作用。在这一节中我们考虑重力内波的可能作用。首先我们将考虑这种波的可能源，然后讨论他们在暖区中的传播能力。

由于这些雨带常常在冷锋前沿附近形成，（2b部分），所以发生在冷锋附近的重力波对暖区雨带的作用可能就很明显。

Tepper（1950，1955）提出：沿冷锋的动量不平衡可以产生一种沿逆温传播到暖区中的波。然而，在大多数实际情况下，这种可能性已经被忽视了（Lindzen 和Tung, 1976）。在12月8日的个例中它也被忽视了，因为在冷锋附近和冷锋前边不存在逆温。

动量不平衡也可通过地转调整产生重力波(对这点见Blumen1972), Ley和(Peltier, 1978)发现在冷锋锋生期间可以发生地转调整。地转调整可以产生传播到暖区中的重力波。他们提出这些波可以引起暖区的对流，并且这些波是由CISK•波维持的。这种理论是有希望

的，因为在12月8日的个例中观测到在冷锋上形成一个暖区雨带。而且，在冷锋的强雨核和暖区降水之间的非常一致性（见图11—3），可以用对应于降水中心的斜压性加强的区域来解释。Ley和Peltier指出重力波的尺度取决于修正的Hoskins和Bretherton地面锋生模式（1972）。虽然后来的模式又推导出许多大气锋面的特征，但也无能力解决个别中尺度降水和与这种尺度的雨核以及与有关的地面锋的热力特性。为了检验与具有典型中尺度特征的锋区有联系的可能波源需要进行数值计算。

对流也可能成为不同尺度重力波的源（如Murty和Curry, 1969; Bosart和Cussen, 1973; Erickson和Whitney, 1973; Curry和Murty, 1974, Balachendron, 1980）。Ross和Orlanski(1978)概括了与理想冷锋模式有关的环流上水汽的影响，他们发现在强烈锋面对流的低层能产生重力波。虽然由这种理论预报的波长是远远大于12月8日暖区雨带中观测到的波长（～300km与23km之比），但在Ross和Orlanski的模式中，这种波是对流尺度的。然而，他们模拟的对流尺度远远大于在冷锋中观测到的。下面的事实：12月8日个例中暖区雨带的方位类似于冷锋的雨带方位；暖区雨带位于地面冷锋附近；并且在暖区雨带和雨核之间存在特别密切的关系，表明进一步调查作为暖区雨带源的冷锋上的对流能是有益的。

通过对流产生重力波的机制是不清楚的。这或许不是与潜热释放有关就是与动量激增有关。

首先我们考虑在12月8日个例中潜热的释放，根据雨核复盖的平均面积（约64k m^2）和在华盛顿海岸由高分辩测量器测到的降水速率，在典型降水释放的潜热一定在0.6×10^{12}—1.3×10^{12}焦耳/秒之间。这是一个了不起的能量数值，它可与一个典型热雷暴单体中释放的能量相比较，但这是在很薄的垂直层中（Braham, 1962）。

这就表明冷锋上释放的潜热可能为重力波提供了能源。

云顶附近的浮力振荡也可能产生重力波（Piernce和Corncoli, 1966, Curry和Murty, 1974）。在12月8日个例中窄冷锋雨带明显的强迫上升以及在其它的CYCLES研究中都表明上升气流是与中性浮力层之上的空气有关。根据Curry和Murty的说法，中性浮力层之上的上升气流"云幡"的总动能量对重力波的产生是重要的，Curry和Murty给出的：总动能E的计算式为：

$$E=\pi R^3W^2(\rho_a+\rho_w)/3$$

式中R是上升气流的半径，w是产生上升气流地方附近的垂直速度。ρ_a和ρ_w分别是空气密度和凝结水汽密度。要估计12月8日的窄冷锋雨带中这些参数值是有困难的。然而，假定上升气流空气变成"被吸收"的层扩展到1.5公里的话，那里是强辐散区的底部(见图11—4)，若扩展到3.5公里，那里是与雨核有关的雷达较高反射率的顶部。我们保守地估计，在接近这层的底部，W是2米/秒，R是根据Hobbs和Persson（1982）的飞机测定为500米。无线电探空资料给出了ρ_a为1kgm^{-3}，这个数值被保守地用来估计$\rho_a+\rho_w$，这些值能得出总动能为5×10^8焦耳，这是在Curry和Murty考虑激发重力波所必需的能量范围之内。

如果重力波以这种方式产生，Curry和Murty认为这种波将是单一的，并且在中性浮力层的上层，Brunt—väisälä频率存在一个周期，在12月8日暖区雨带中地面所观测到的探空资料计算未饱和空气的Brunt—väisälä周期，在900到800mb之间和800到700mb之间的周期分别是8.9分和8.4分。Durran和Klemp（1982），给出饱和空气的Brunt—väisälä频率计算公式如下：

● CISK为第二类对流（条件）不稳定（校者注）

$$N_w^2 \approx g\frac{\Gamma_m}{\Gamma_d}\frac{\partial}{\partial_z}(\ln\theta e) \qquad (2)$$

式中Z是高度，g是重力加速度，Γ_m和Γ_d是湿绝热递减率和干绝热递减率。θe是相当位温。方程（2）算得的900～800mb及800～700mb的周期分别为28分和20分。因此，雨带附近的空气不是稠密就是饱和的，这些周期要比对非饱和空气计算的周期更恰当些。

虽然预报和观测之间似乎是一致的，但也存在若干问题。首先，对地面观测者来讲，在多普勒频移频率中将产生平均风速，这会严重影响预报周期和测量周期之间的一致性，而且应该注意到在12月8日的气压扰动在“CYCLES”地面观测网中用微气压计没有观测出来。

到目前为止，我们已经考虑了在冷锋上产生重力波的一些可能源。现在我们考虑是否这些波已经传播到12月8日暖区中。重要的是考虑湿不稳定和位势不稳定波的影响。

Einaudi和Lalas（1973、1975）和Chimonas等人（1980）研究了水汽对重力波结构的影响Chimonas等人的工作对暖区雨带特别适用，因为他们模式的初始条件包括一个低空急流和该气流上的相对湿度的急剧减少。他们预言：在一定的条件下，正反馈能在这种波和产生的凝结之间发生，从而导致对流运动。然而，他们的理论在对流开始以后是不适用的。

Parsons和Hobbs（1983b）注意到12月8日的个例中对流释放的低层位势不稳定是与暖区雨带有关的。正象在另一个“CYCLES”个例中研究的那样（Hobbs1978，Hobbs等人1980；Matejka等人1980）。另外在12月8日垂直指向雷达测定指出（Herzegh和Hobbs1978），高层产生的单体与高层的位势不稳定有关，这些对暖区雨带中产生降水是重要的。暖区雨带可能由通过释放位势不稳定建立的环流来维持（Kreitzberg和Perkey1976，1977）。

重力内波和对流之间的相互作用可用第二类对流不稳定波描述（Yamasaki，1968；Hayashi，1970；Lindzen，1974；Raymond，1975）。Raymond（1975）和Lindzen与Tung（1976）认为：中纬度对流有时可以由第二类对流不稳定波驱动，这个理论通常被用到相当厚的由条件不稳定递减率产生的位势不稳定空气层。在这些稳定性条件下，当这层的一部分饱和时，深厚的对流就能产生。12月8日个例中低层的位势不稳定空气相当浅薄，仅伸展到～55km，Sun（1978）发现在热带，中尺度对流组织（云顶在5—7km）能用CISK波来解释。有趣的是，这些云的波长是～30km，它们与12月8日暖区雨带的间隔十分相似（23±3km），暖区雨带产生在冷锋前的事实是与位势不稳定对流释放有关的，而且出现的尺度是随重力波而变的。故认为CISK波对暖区雨带形成起了作用。

管状重力波可能是对流的另一种类型。Lindzen和Tung(1976)发现如果稳定层厚得足以维持一个波，同时在位势不稳定层之上形成边界，则就有可能产生管状重力波。不过，使用最靠近12月8日冷锋的探空资料就不满足管状重力波Lindzen和Tung判据。低层位势不稳定区以下的气层也由于太窄而不能维持一个靠近锋的波。但在低层位势不稳定区和中层位势不稳定区之间，在锋附近确实存在一个稳定管。不过，在这个区域内的任何管状重力波的相对波速应该是相当小的或者这些波应该移动的比暖区雨带快的结论是可以由探空资料和图11—5推导出。

在12月8日个例中，暖区雨带前沿附近低层位势不稳定是浅薄的，而厚约850m的稳定层是在低层不稳定区以下（图11—1）。由于释放了与雨带有关的低层位势不稳定能量，而这稳定层已经起到管状波的作用。在稳定管状波内的主波的相对相速度C_D给出如下：（Lindzen和Tung1976）。

$$C_D = \frac{2NwH}{\pi} \qquad (3)$$

其中Nw是Brunt—vöisölö频率，H是管的厚度，用根据方程（2）计算的Nw的湿润数值和Lala和Einaudi（1974）的精确方程可得C_D约为5米/秒。对不饱和大气，相对相速是～8米/秒。在12月8日的个例中，观测到的暖区雨带相对于输送管中西风分量的平均移速是～12米/秒。

尽管管状重力波理论的预测和12月8日暖区雨带的观测之间有些一致，但缺少稳定管和锋面附近的低层位势不稳定的重要性表明管状重力波单独不能解释这些雨带的维持。如果雨带与重力波有关，则可能是CISK波起了作用。

（3）、一些其它的可能机制

浮力运动可能由垂直切变（Kuo1961，1963；Asai1970，a、b，1972）或许由这个切变的垂直梯度(Kuettner，1959，1971)产生。这些机制已被应用到浅薄的云街上，但这些理论论述并没有包括潜热释放和对流反馈，这些或许在雨带中是重要的。同时，这些机制的理论预言了线对流的长轴将沿平均垂直切变排列(如Asai 1972），并不是12月8日暖区雨带的情况（见2b部分）。在云街相当静止时方位的显著差异会引起暖区雨带相当迅速的位移。

另一种机制包括了爱克曼廓线中转折点的存在（如Faller，1965；Faller和Kaylor，1966，Lilly1966，Brown，1970），这种机制的理论模式已经提出，并且已运用到浅薄的云街，那里潜热释放和对流反馈是不太重要的。这个理论预示了雨带的间隔是切变层厚度的几倍，典型的是几公里或更少些。然而，12月8日暖区雨带的间隔大于20公里。还有，暖区雨带相对于边界层气流传播（如图11—5），虽然低空急流有关的转折点的移动速度很慢。最后，冷锋前的低空急流的廓线明显不同于爱克曼边界层。与低空急流廓线有关的转折不稳定会趋于有一股大的交叉急流分量(Raymond1978)。这会引起雨带成w—SE向排列，和观测到的N—S排列的暖区雨带大不相同。富有成效的研究可以考虑转折点不稳定在有浮力范围内的面积以及与12月8日个例中暖区内观测到的风廓线相相似。

2、窄冷锋雨带

我们期望地面冷锋上形成强雨带，因为冷锋逐渐侵入低空急流下的相对暖、湿空气而使这个区域产生辐合。这里我们试图解释与天气尺度冷锋形成一个角度的椭圆形核的降水小的中尺度组织，其中一形式首先由Hobbs(1978)报告，后来由James和Browning（1979），Hob和Biswas(1979），Hobbs和Persson（1982）进行了更详细的描述。

（1）、由水平风向转变产生的不稳定

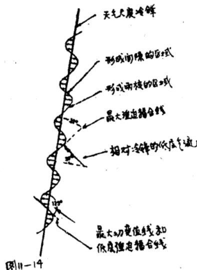
Emanuel（1980）描述了一个雨核区内的中尺度降水特征，雨核区具有一个剧烈变化的过渡区，那里风切变类似于从前面反气旋到后面气旋切变的变化情况。他断言：正压不稳定的类型可能对核的位置起作用，因为这样一种气流状态将是正压不稳定的。Hobbs和Persson（1982）以及Carbone（1982）也曾认为破坏了穿过锋区水平切变就可能影响窄冷锋雨带下部结构的方位。

象在2b节中所描述的，与12月8日个例的地面冷锋有关的气压在5分钟时间内（相应的水平距离约5km)，增加近1mb这使计算的地转风近1400米/秒。大幅度的气压增加表明在几公里的地面冷锋区中，旋转的影响可以不考虑。由于雨核在这个区域中，所以在不包括旋转影响的条件下，我们可以研究对形成雨核起作用的机制。

在由"墙"（Walls）所限制的气流中和没有旋转的情况下，风速的不连续点能沿风的方向产生具有波长5—10km的不稳定波（Solberg，1930）。这些较小的波长类似在12月8日个例

中冷锋雨核的～15km的波长。如果以风速代替不连续点，切变区由固定切变来表示，尽管较长的波长将会随着较小的生长速率变得不稳定（Haurwitz，1949），但波的最大生长速率发生在8倍于切变区宽度的波长之处。观测到12月8日的风向转变区的宽度为～1—3km，导致相距约8—24km的个体生长速率最大。这个发现是与观测到的雨核间隔（～15km）很一致的。这些不稳定性将以相当于锋区中平行于锋面的风分量的速度沿锋面移动，而且在同一时间内以冷锋的速度向前传递。在12月8日观测到这种移动；对于其它冷锋上的雨核这种移动也已经报告了（Hobbs等1980，和Hobbs和Persson（1982）。

这种机制也为锋面雨核的位置提供了解释。以正弦方式扰动的锋面（图11—14），可能具有最大的强迫辐合（在那里相对于锋面的风是正交于扰动锋面的局地排列）和最小的辐合（那里风是平行于这种排列）。因此，位于最大强迫辐合区附近的雨核会与相对于锋面的风垂直排列。正如Hobbs和Biswas（1979）指出的和在12月8日个例中观测到冷锋雨核排列在正交于低层（≤500m）锋的风附近而先前的讨论已经集中到正弦扰动锋上，由于波的斜向，这种锋面可能以不均匀的方式扰动（W·KMoore，私人交换意见）。在这种情况下，波的方位在确定核的方位上起了一个重要的作用。



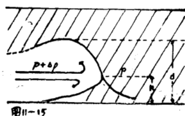


图11—14　一个周期波沿地面冷锋的作用，注意由相对冷锋的低层气流（由箭头指示）与受扰动的锋面结构的相互作用所产生的最大强迫辐合线与最大水平切变线的排列。最大强迫辐合线的排列（与天气尺度冷锋约成35°角）与在天气尺度冷锋上的雨核的主轴取向是近似相同的。

图11—15　穿过实验室容器实验中观测到的重力流的垂直剖面图解。注意重力流的“鼻”和“头”分别延伸到h和d的高度。正在推进的比较稠密的流体（p＋△p）复盖了不太稠密的流体（p、阴影部分），从而产生了对流不稳定。

Barcilon和Drazin（1972）讨论了水平切变不稳定上面层结的影响。他们发现，不稳定层结大大加强了切变不稳定。因为12月8日个例的暖区气流包含着低层位势不稳定，由对流增加的切变就可能是重要的。Hobbs和Biswas(1979）指出冷锋雨核的排列几乎平行于低层的

垂直切变，因此，对流对核的位置也可起作用。虽然我们对由水平风向转变产生的不稳定和观测到进入雨核与空隙间的锋区的破碎进行的比较，取得比较好的结果，但需要数值研究来更好地估计垂直运动的型式和从这种机制里期望得到的雨核的波长和移动。然而，由于它们的复杂性，在重新观测时可能相当困难。例如：12月8日个例中，雨核与最大降水率（1分钟的最大降水率>10厘米/小时和2分钟的最大降水率～55毫米/小时）有关，在几公里的距离之内，气压骤变～1.1mb，风向从193°转到240°。

（2）、重力流理论

当把一个分隔密度相差百分之几的两种流体的隔板抽出，让密度较大的流体流到密度较小流体的下方时，就会在实验箱试验中产生重力流（如：Simpson1969）。重力流的垂直剖面表现出典型形状：具有一个"头（状物）"（head）和一个"鼻（状物）"（nose），见图11—15。仔细观察上述情况，发现重力流通过一系列向前推进的波浪非常定向前推进（Simpson, 1969, 1972）。依Simpson所见，向前推进的流体产生波浪形是由边界层的较低层受阻造成的。较密的流体产生悬重物，尤其是在波谷处，那里具有明显的悬重物，以至产生了对流不稳定，它对波峰和波谷起着作用。

重力流理论已经用来解释海上风锋（Sea breeze fronts),（Wallington, 1965; Simpson' 1964, 1967）和飑锋（如Lawson, 1971; Charda, 1974）的特征。最近的观测(Carbone, 198、Hobbs和Persson, 1982）已经表明：冷锋前沿也可能具有类似重力流的特征。因此，我们将研究12月8日个例中冷锋前沿类似于重力流的可能性并探索这种机制是否与观测的雨核的结构一致。

冷气团和12月8日暖区的空气之间平均密度的差异为0.6%，这类似于在实验室重力流实验中使用的流体间的密度差异。比较12月8日冷锋的核——间隙结构和在实验中观测到的重力流的波浪结构（见图11—8），就表示了在两种现象之间的某种相似性。在两种情况中，较密流体的悬重物出现在波谷或间隙区。而且，冷锋和重力流的垂直剖面图〔(图11—9)、(图11—15)〕是相似的,两种情况都有一个"头"和一个"鼻"。在重力流中，这个"头"源于与较大密度流体中的次生气流有联系的向上运动（图11—15），次生气流产生于较密流体向重力流前沿的移动中。在12月8日个例中冷锋前部内气流的速度比冷锋前沿的前进速度大约大20～40%，这表明：前部内的冷空气有一些辐合和抬升。计算重力流前沿速度（V）的公式如下：（Benjamin, 1968）

$$V = K\left[\left(\triangle\rho/\bar{\rho}\right) gd\right]^{1/2} \quad (4)$$

其中K是一个常数，$\triangle\rho/\rho$是两种流体间的密度差，g是重力加速度，d是在头部后面平坦区域中较密流体的高度。至于K的数值是不确定的，但估计在1.1和$\sqrt{2}$之间。使用K的这个范围及12月8日个例的条件，V的数值约12～15米/秒，观测到冷锋的速度约17米/秒。观测到的冷锋速度稍快些，可能是由于对冷锋运动的一个小的地转作用，这不包括在重力流理论中。

上面的讨论表明冷锋类似于重力流，并且冷锋的核——间隙结构的解释可以放在重力流理论中，雨核的方位可以由重力流解释。这种重力流是在形式上类似于先前给出的由水平风向转变引起的不稳定性。然而，在雨核的尺度上出现了一些问题。（Simpson, 1972)在实验室的试验中发现：锋区的长度（沿重力流的锋面测量）是与气流的雷诺数及任一个"头"或"鼻"的高度相关。使用Simpson的结果，如果重力流是主要机制的话，可以予期12月8

日个例中雨核的长度为12公里。而观测到的雨核长度是～15km。在数值上的这种差异可能是由于大气中对流尺度往往是受过程的影响，而在实验箱试验时过程的影响是不重要的。

Carbone（1982）发现：沿冷锋有两个不同尺度的不稳定，这表明有一个以上的机制在起作用，这是很有趣的。

3、宽冷锋雨带

在比较12月8日观测到的宽冷锋雨带特征和它们形成的可能机制中，我们将不考虑边界层理论，因为雨带在高处而且没有迹象表明与这些雨带有关的运动起源于边界层。因为与宽冷锋雨带有关的高处不稳定层（包括12月8日个例中的情况）相当浅薄并且对流未必能驱动CISK波和维持这些雨带，所以不考虑CISK波（Hobbs，1978；Hobbs等人1980；Matejka等人1980；Herzegh和Hobbs 1981；Parsons和Hobbs，1983a、b；Wang等人1983）。我们将考虑对称不稳定和重力波是宽冷锋雨带形成的可能机制。

(1)、对称不稳定

Bennetts和Hoskins（1979），Bennetts和Sharp（1982）曾提出：由潜热释放改进的对称不稳定能解释锋面雨带的存在。12月8日在宽冷锋雨带区冷锋上方存在一个空气层，遇到了标准的对称不稳定，即使在干条件下（见图11—13）。因为对于潮湿条件所需要的判据比较容易满足（Bennetts和Hoskins，1979；Emanuel，1980），所以条件对称不稳定可能已扩展到较厚的气层。

在这种场合下宽冷锋雨带的特征表明它们可能由对称不稳定产生。例如，这种理论预言雨带会近似地平行于垂直切变矢量排列，这与观测的一致（见2b部分）。对称不稳定理论也预言雨带会以具有对称不稳定的不稳定气层中平均风速的速度移动，这在12月8日观测到了，当具有对称不稳定气层内的平均风速是～20米/秒时，则宽冷锋雨带的速度是～23米/秒。另外，如我们所见到的，平均风速明显大于地面冷锋的速度，宽冷锋雨带的特征是：它们的移动速度要比冷锋大。

最后，观测到的宽冷锋雨带的间隔（30～50公里）是与对称不稳定理论预期的一致。而且与宽冷锋雨带有关的空气运动具有类滚轴翻转的趋势，有时具有反气旋式的旋转（如：Roach和Hardman1975；Matejka等人1980；Hobbs等人，1980）。这些运动也与对称不稳定理论一致。

对称不稳定区的位置和发展值得进一步考虑。Bennetts和Hoskins（1979）认为：假如雨带是由对称不稳定产生的，则对称不稳定区将位于锋区内。不稳定区的位置主要由减少的里查逊数来确定。这时里查逊数在方程(1)中第二项会是一个大的负值。然而在标准的锋区中，如在12月8日个例中，气旋切变的数值远远大于Coriolis参数；因此如果$S<0$，里查逊数一定会相当小。当里查逊数向着对称不稳定需要的标准值减小，导致雨带产生的其它过程（如重力内波或切变诱导的扰动）可能变得重要起来。在12月8日当突发性反气旋切变位于高空锋区的前面时，对称不稳定区在方程(1)右边第一项具有显著的低值。Eliassen和Kleinschmids(1957)认为在一个大的反气旋切变区中，如在急流中可以存在对称不稳定。为了确定是否存在典型的中尺度对称不稳定区，需要详细研究锋区的速度结构。

在低空急流轴以下的暖区域，干对称翻转是不稳定的，并且，接近锋面的大部分暖区气流对于湿对称翻转是条件不稳定的。12月8日观测到中低层结构通常是气旋性的，与锋面抬升

一起可以提供一个在锋区前面观测到反气旋切变形成的机制和在锋上部暖区空气对称不稳定区的形成机制。

(2)、重力内波

由于宽冷锋雨带形成在锋面云盾后缘附近，并且向着地面冷锋移动（见2b部分；Parsons和Hobbs，1983a；Hobbs等人1980），它们似乎不象是由过程（包括重力波）产生的，而是在地面冷锋附近产生的。然而，在锋面云盾后面的对流很可能与锋后雨带有关，并且也能作为重力波的一个源。

3a节中所讨论的重力波能从位势不稳定层和下面的稳定层之间的相互作用而生成的管状波中形成。虽然Lindzen和Tung（1976）对管状重力波的理论所预言的时间尺度是符合于宽冷锋雨带的，但12月8日雨带的移动和水平风廓线的特征使管状重力波不像是有作用的机制，例如，12月8日垂直于雨带的气流里在3.6和5.7km的高度存在两个临界层，由于3.6km的临界层是在自己的稳定管道中，这种波的能量可能已被吸收（Booker和Bretherton，1967），以致管状波不能传播。然而，在3.6km附近的气层内里查逊数很小，可能小于0.25。在这种情况下，这种波能量不会被吸收，在3.6和5.5公里之间存在一个稳定管道。然而，在该层次中，宽冷锋雨带的相对相速度非常小的事实反驳了管状波在形成宽冷锋雨带中的作用。先前叙述的与宽冷锋雨带有关的反气旋性旋转也不具有在稳定层中传播重力内波的特征，根据这些比较我们断定：宽冷锋雨带由重力内波维持的看法是不可靠的。

4、类波状雨带

在12月8日个例中，类波状雨带的的位置和宽冷锋雨带雷暴区相似，但它们具有相当不同的特征。因此，对称不稳定似乎不是类波状雨带产生的原因。所以我们集中精力讨论这些雨带是否是由重力内波形成的。

12月8日锋区附近较大的垂直切变表明：重力波可能已形成（如：Taylor，1931；Goldstein，1931）。

Testud等人（1980）报告：与高空冷锋区有关的空气运动具有类似重力波的特征，这种重力波是由垂直切变与来自低层边界层的共振影响产生的（如：Jones，1968；Hazel，1972；Lalas和Einaudi，1976；Lalas等人，1976；Lindzen和Rosenthal，1976；Davis和Peltier，1976）。12月8日的类波状雨带生成在正交于垂直切变附近处，这表明后者可能已经对重力波起了作用。

根据Testud等人（1980）和Wang等人（1983），我们把我们的资料与Lalas和Einaudi（1976）的模式结果进行比较。这个模式对正交于雨带的风分量V(z)呈现为双曲正切廓线。在12月8日个例中，强逆转有关的气层与包含一个类似于双曲正切的廓线并与资料有最好的拟合（图11—16），由此得出。

$$V(z)=15.9+7.9\,[\tanh(z-3015)/315]$$

转折点的高度（3015m）和切变层的一半厚度（315m）可以用来估计这个波的特征。Lalas和Einaudi发现了三种重要的模式。第一种模式是与Drazin's(1958)的模式相吻合的，它没有考虑低层边界层。另两种模式是由边界层的共振影响引起的。预期的相速度和它们相应的波长以及12月8日测定都在表11—1中给出。

前两种模式的相速度是比观测的速度慢，而且，在这两种模式中，波长一般是小于观测

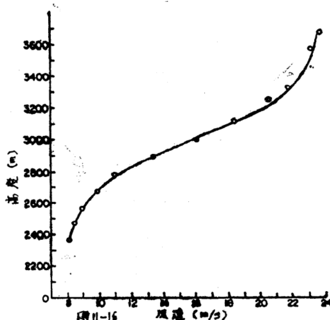


图11—16　1976年12月 8 日测量的垂直于波状雨带的风速(圆圈)。
这条线是最适合资料点的双曲正切曲线。

值，然而第三种模式的相速度在观测值附近。这种模式也是预报雨带波长的最好因子。

尽管上面所说的切变产生不稳定的理论与类波状雨带观测间的一致性，但还存在一些问题。观测到的里查逊数没有小到足以产生不稳定（表11—1）。而且无线电探空资料可能对垂直切变估计偏低而对里查逊数估计偏高了20～50%（Bennetts和Hoskins，1979）。无线电探空测定的里查逊数可能也受波动本身的影响。

另一个重要的问题是，为什么第三种模式占支配地位，而它的能量明显地小于其它两种模式。由于非线性过程的影响，可能允许较长波长模式最终支配着较短波长的模式(Tanaka，1975)。在12月8日个例中，在冷锋切变层之上存在位势不稳定层，或者使对流相互影响或者使模式的管状波的能量在切变区上方传播，而且随不稳定层附近的风移动。第三种模式，通常是在切变区上方传播的，并且有比其它二个模式更接近不稳定层中风速的相速度。

我们按Wang等人（1983）所做的那样推断出：切变不稳定可能是引起观测到的出现在宽冷锋雨带附近的类波状雨带结构的原因。

5、锋后雨带

用各种不同理论来比较12月 8 日观测到的锋后雨带很不明显，因为只观测到两个雨带，而且缺乏雨带之间的雷达回波，妨碍了根据多普勒雷达资料了解气流的结构。然而现有的观测表明：雨带是对流状态的。因此我们将只讨论边界层机制和CISK 波对形成锋后雨带的能力。

表11—1　根据12月8日切变沿情况产生的重力波不稳定模式的特征值，是由Lalas和Einaudi的理论（1976）预测的

	水平相速度（ms^{-1}）	水平波长（km）	临界里查逊数
模式 I	15.1－15.5	2.0－5.4	0.25
模式 II	12.7－13.9	4.4－8.6	0.22
模式 III	15.9－17.8	6.5－12.8	0.14
12月8日观测结果	15.5± 2.5	11.0－14.6	0.45湿*
			1.0 湿**
			0.6 干*
			1.5 干**

* 在2776—3224m层范围内计算的结果。

** 在2456—3698m层范围内计算的结果。

(1)、边界层机制

锋后雨带的位置对有关的机制可提供一个重要的线索。这些雨带通常排列在与边界层中垂直切变相垂直的地方（见2b节），比较可知，如果对流由垂直切变中的浮力运动产生，则雨带的排列将与垂直切变平行，这个事实表明，检查一个选择的边界层机制可采取此方法。当存在纯切变（没有旋转）气流时（Brown，1980），不稳定性转折点产生的云街排列在与垂直切变相交的地方。12月8日锋后边界层的不稳定气流表现了风随高度变化时的小转向，然而在这种理论的假设和12月8日观测到的锋后雨带之间存在一些明显的不一致。首先雨带是对流性的，因此要考虑浮力的影响。还有由于对流是有适当的厚度，所以潜热释放和对流反馈可能起了作用，尤其是在增加雨带之间的间隔上。事实上，测定到的雨带之间的间隔大约是不稳定层厚度的十倍，而不稳定性转折点理论预期的间隔仅仅是切变层厚度的几倍。

尽管有这些不一致性，能量从平均气流向对维持这些雨带起重要作用的锋后雨带输送是明显的。

(2)、CISK波

在冷锋后具有条件不稳定递减率的相当湿润但不饱和的空气表明，CISK波可能对锋后雨带的形成起了作用。CISK波能应用于一般（中等）厚度的对流，它是不包含潜热释放的边界层对流模式。在CISK波里潜热释放（如sheu等人，1980）和条件不稳定递减率（如Rosmond，1973）要求浮力对流的水平尺度趋向于增加。而边界层对流模式对锋后雨带的间隔估计偏小，Lindzen（1974）和Sun（1978）的工作指出CISK波可使对流成为类似于12月8日观测到的那样的波长（30km）。

使用垂直切变模式，Sun（1978）发现对流的移动和方位不是取决于平均气流的动能输送就是取决于潜热的释放。当由释放潜热产生的浮力变成控制因素时，最不稳定模式相对于平均风是静止的，而且由这种机制产生的雨带是沿着垂直切变排列的。另一方面，如果平均气流的动能是控制因素的话，雨带会相对平均风速向前传播，并且位于正交于垂直切变处。由于12月8日的雨带是位于边界层平均垂直切变的横向处，与平均气流有关的动能似乎已经成为更重要的因子。虽然准确决定锋后雨带附近临界高度是困难的。但这些雨带任一边的探测似乎都忽视了传播扰动。

上述的观测和转折点及CISK波理论之间的比较，表明了平均气流的动能对锋后雨带的维持是重要的。然而Matejka等人（1980）发现锋后雨带是沿热成风排列的，这表明近似地沿地转风的垂直切变的位置正是对称不稳定理论所预测的。因此，不能排除对称不稳定为锋后雨带形成的可能机制。

6、开放六边形单体（Open hexagonal cells）

在12月8日个例中，在冷锋后面开放单体对流区中存在一个条件不稳定递减率（由于冷气团移过相对暖的洋面）和风随高度有一些小的变化。类似的情况已在前面的单体对流研究中注意到（如Agee等人1973，Agee和Dowell，1974；Burt和Agee1977）。虽然在实验室和数值研究中已经研究了不稳定气流中的对流（见Agee等人1973的观点），但要模拟单体厚度与水平间隔的比值和预测开放的或封闭的六边形单体的出现是有困难的。

我们首先考虑的问题是出现在环型对流之前的单体类型（开放或封闭）。早先的研究表明：当边界层的空气不稳定时，单体是开放的；其次，因为强烈的地表加热是伴随任一种单体存在的(Burt和Agee1973，Sheu和Agee1977)，所以稳定度作为一个开放或闭合单体的不可靠预报因子愈来愈明显了。通过实验、数值研究和观测，Krishnamurti(1975a，b，c)发现：开放或闭合单体的出现取决于气流的雷利数和与大尺度垂直空气运动有关的一个参数。在12月8日个例中，用Krishnamurti(1975C)提出的方法计算的雷利数，要比Krishnamurti研究的那种情况大一个数量级以上。在我们讨论的个例中，单体一定位于下沉的锋后气团中。如果出现环型对流，则观测到下沉就可预报为开放型单体。事实上，观测到的就是开放型单体。12月8日的卫星资料也证明六边形单体出现在地面高压的下沉区。

Sheu和Agee（1977）、Agee和Lomax(1978)认为：由于在开放单体和闭合单体中都发现了下沉，所以Krishnamurti的理论和观测之间的一致可能是一种巧合。另外，由许多复杂因子决定的对流模式明显地影响了边界层高度，在Agee和Lomax的个例中发现开放单体和闭合单体平均对流厚度分别是1529和2066米。12月8日个例中，对流厚度维持在2.4km长达7个小时，同时开放单体仍然存在。

要预测单体的水平间隔、单体宽度和厚度的比率也是困难的。使用Krishnamurti的结果，则12月8日单体的水平宽度为几公里，而观测到的宽度约30公里。Sheu等人(1980)指出：单体宽度和厚度的比值在观测和预测之间的差异可能是由于大气在涡旋扩散、大尺度下沉和潜热释放上各向异性的结果。在线性模式中使用CISK参数化，Rosmord（1973）发现对流不稳定大气中包含了静力稳定，从而增加了环型对流的水平范围。

四、摘要和结论

本文中我们对中纬度气旋中几种类型雨带的观测以及它们形成和维持的可能机制进行了

比较。

地面冷锋之前和锋面逆温之上的暖区气流是向条件对称不稳定发展。条件对称不稳定的理论能解释许多暖区雨带和宽冷锋雨带的观测特征。然而CISK波过程或混合对流/动力不稳定性也可以在暖区雨带的形成中起作用。

类波状雨带的形成和维持，以及窄冷锋雨带瓦解成小的中尺度雨核都与冷锋区的局地动力有联系。类波状雨带和冷锋雨核，在水平尺度上比其它雨带小。这种雨核可能由惯性扰动产生，惯性扰动的能量来自与地面冷锋有联系的水平切变中。窄冷锋雨带表现出许多与重力流类似的特点。还有高空冷锋区附近的垂直切变也能产生重力波，反过来这种重力波对类波状雨带也起作用。

锋后气团的不稳定情况引起了锋后雨带的对流和开放六边形单体，锋后雨带的排列表明正交于雨带的风分量的垂直切变在它们的生成中起了作用，同样CISK波、垂直切变或混合动力不稳定和对流不稳定也可能都被包含在锋后雨带中。

本文中我们已经考虑到雨带形成的各种机制，但没有详述其可能性，而且我们关于对雨带起作用的最可能机制的推论应看作是尝试性的。我们希望本文将进一步促进中纬度气旋雨带理论和观测的研究。

解永红、刘国庆译自J. Atmos.sci. 1983, Vol. 40, No.10, P2377—2397,
夏彭年、王长根校